

# Электронный парамагнитный резонанс взаимодействующих спинов в $n$ -Ge

## II. Изменение ширины и формы линий

© А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек<sup>¶</sup>, С.И. Голощапов

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

(Получена 6 марта 2008 г. Принята к печати 11 марта 2008 г.)

Исследовано влияние взаимодействия спинов на ширину и форму линии электронного парамагнитного резонанса в компенсированном и некомпенсированном  $n$ -Ge:As. При ориентации магнитного поля вдоль оси [100] независимо от степени компенсации ширина резонансной линии уменьшается с приближением к критической концентрации для фазового перехода изолятор–металл в результате усиления обменного взаимодействия спинов и увеличения времени спиновой релаксации. Когда магнитное поле направлено вдоль других осей, в компенсированных образцах возникает добавочное уширение линии, которое определяется влиянием на  $g$ -фактор флуктуаций внутреннего электростатического поля через вызванные ими напряжения. Для хорошо проводящих образцов, когда толщина скин-слоя становится меньше толщины образца, линия приобретает несимметричную (дайсоновскую) форму. При этом характерное для такой формы линии отношение крыльев производной определяется отношением скоростей диффузии спина и его релаксации.

PACS: 71.20.Mg, 71.30.th, 76.30.Da

### 1. Введение

В первой части настоящей работы [1] было исследовано влияние взаимодействия спинов в изоляторном состоянии компенсированного и некомпенсированного  $n$ -Ge:As вблизи фазового перехода изолятор–металл (ИМ) на поведение  $g$ -фактора, который определяет величину резонансного поля ЭПР линии.

На примере системы Si:P из литературы известно [2], что с приближением к переходу ИМ помимо сдвига  $g$ -фактора происходит также изменение ширины и формы линии ЭПР, обусловленное взаимодействием спинов (в  $n$ -Ge:As влияние взаимодействия на  $g$ -фактор оказалось гораздо сильнее [1]). Применительно к  $n$ -Ge известны лишь результаты для относительно слабого легирования мелкими донорами [3]. Ширина линии в этих образцах в направлении [100] определяется суперсверхтонким взаимодействием с окружающими примесный центр ядрами изотопа  $^{73}\text{Ge}$  со спином  $9/2$ , которые составляют 7.8% от общего количества атомов в решетке Ge. В направлениях, не совпадающих с осями [100], проявляется дополнительный источник уширения линии, связанный с внутренними напряжениями в решетке Ge. При высоких концентрациях доноров, когда возникает заметная прыжковая проводимость, исчезает сверхтонкое взаимодействие с собственными ядрами, и линия ЭПР начинает сужаться за счет усреднения суперсверхтонкого взаимодействия с ядрами  $^{73}\text{Ge}$  при ускорении спиновой диффузии.

В настоящей работе мы исследуем механизмы изменения ширины и формы линии на сериях компенсированных и некомпенсированных образцов  $n$ -Ge:As вблизи фазового перехода ИМ, влияние температуры и компенсации на эти эффекты.

<sup>¶</sup> E-mail: tatjana.tisnek@mail.ioffe.ru

Характеристика образцов и методика экспериментов были описаны ранее в [1].

### 2. Результаты эксперимента

На рис. 1 представлена зависимость полуширины линии ЭПР от концентрации примеси As в некомпенсированных образцах в направлении [100]. Видно, что с ростом концентрации ширина линии уменьшается вплоть до критической для Ge:As концентрации  $n_c = 3.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Далее в металлическом состоянии ширина линии слабо увеличивается.

По-другому ведет себя полуширина линии ЭПР при увеличении компенсации за счет введения трансмутационной примеси Ga в ходе нейтронного легирования. Как

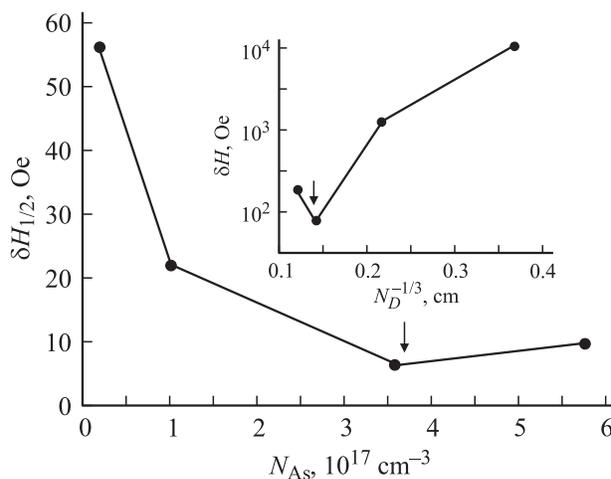


Рис. 1. Концентрационная зависимость полуширины линии ЭПР в некомпенсированном  $n$ -Ge:As, направление [100],  $T = 3.5 \text{ K}$ .

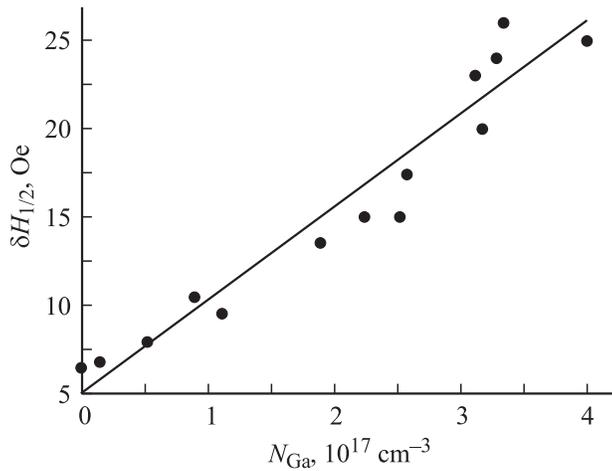


Рис. 2. Зависимость полуширины линии ЭПР от концентрации компенсирующей примеси Ga, направление [100],  $T = 3.5 \text{ K}$ .

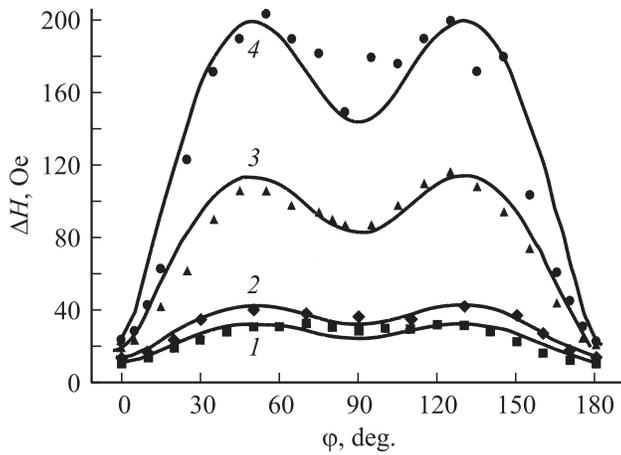


Рис. 3. Угловые зависимости полуширины линии ЭПР для ряда образцов с различной концентрацией электронов и степенью компенсации;  $T = 3.5 \text{ K}$ , номера образцов соответствуют таблице 1 [1],  $n$ ,  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ : 6 — 2.35, 8 — 1.95, 13 — 1.44, 15 — 0.98;  $K$ : 6 — 0.44, 8 — 0.56, 13 — 0.69, 15 — 0.80.

видно из рис. 2, с увеличением концентрации компенсирующей примеси Ga рост полуширины линии происходит приблизительно линейно. Заметим, что указанный на рис. 2 диапазон концентраций примеси Ga соответствует изменению степени компенсации от 0 до 80%. При этом все образцы находятся в изоляторном состоянии.

Угловые зависимости при вращении образца в плоскости (110) представлены на рис. 3 для 4 образцов с различной степенью компенсации  $K$ . Номера образцов соответствуют табл. 1 из [1], где компенсация увеличивается с номером. Видно, что полуширина линии сильно зависит от ориентации кристаллографических осей относительно внешнего магнитного поля и что эта зависимость растет с увеличением компенсации.

Вращение в плоскости (110) удобно тем, что при этом направление магнитного поля последовательно проходит

через все главные оси кристалла. Угол  $\phi$  принято отсчитывать от направления [100], в котором ширина линии оказывается наименьшей. При  $\phi \approx 55^\circ$  внешнее магнитное поле совпадает с осью [111], а при  $\phi = 90^\circ$  с осью [110]. Из рис. 3 следует, что угловая зависимость представляет собой двугорбую кривую с направлением максимумов [111], разделенных дополнительным минимумом в направлении [110].

Температурные зависимости ширины линии для направления [100] для серии компенсированных образцов представлены на рис. 4. Из рисунка следует, что при низких температурах полуширина линии слабым образом уменьшается с ростом температуры. В области относительно высоких температур ширина линии достигает своего минимального значения, после чего начинает расти с температурой. В области высоких температур зависимость от компенсации исчезает, и все зависимости сливаются в одну. Температура минимальной полуширины  $T_{\min}$  с ростом компенсации сдвигается в область более высоких температур и становится более резко выраженной.

Вблизи фазового перехода ИМ из-за относительно высокой проводимости и образования скин-слоя с толщиной, меньшей толщины образца, линия резонансного поглощения искажается. Типичная форма искаженной линии получила в литературе название дайсоновской [4]. Характерным параметром этой формы является отношение амплитуд низкополевого ( $A$ ) и высокополевого ( $B$ ) крыльев производной от поглощаемой мощности по магнитному полю  $dP/dH$ . Первая из них имеет большую амплитуду по сравнению со второй [5]. Зависимость отношения  $A/B$  от величины проводимости образца представляет собой кривую с максимумом. Оно увеличивается от 1 до некоторого большого значения в диапазоне величин проводимости, соответствующих образованию скин-слоя и уменьшению его толщины до

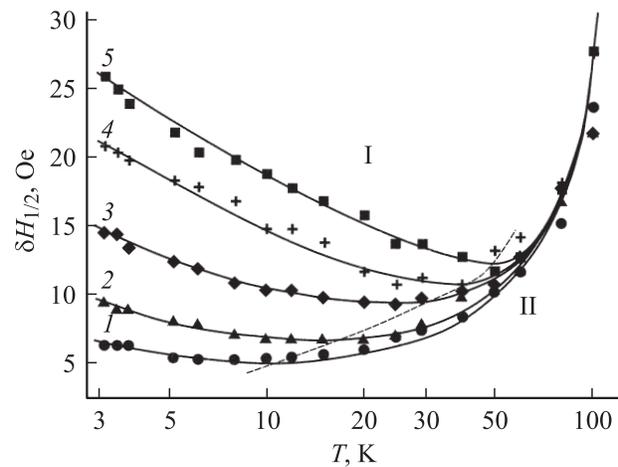
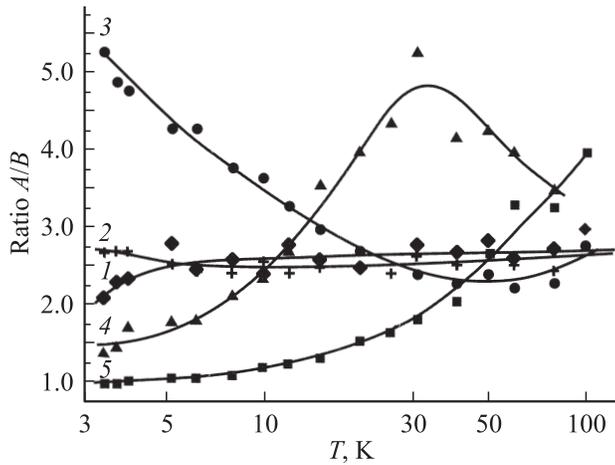


Рис. 4. Температурные зависимости полуширины линии ЭПР для образцов с различной степенью компенсации, направление [100];  $n$ ,  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ : 1 — 3.58, 5 — 2.86, 8 — 1.95, 11 — 1.56, 15 — 0.98;  $K$ : 1 — 0, 5 — 0.28, 8 — 0.56, 11 — 0.67, 15 — 0.80.



**Рис. 5.** Зависимость от температуры отношения  $A/B$  для дайсоновской формы линии для образцов с различной концентрацией электронов и степенью компенсации, направление  $[100]$ ;  $n$ ,  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ : 1(1) — 3.58, 2(3) — 3.25, 3(7) — 2.13, 4(10) — 1.89, 5(15) — 0.98;  $K$ : 1 — 0, 2 — 0.14, 3 — 0.51, 4 — 0.58, 5 — 0.80. Цифры в скобках — номера образцов в табл. 1, опубликованной в I части работы [1].

значения порядка толщины образца. Кроме того, это отношение зависит от соотношения между временем диффузии и временем спиновой релаксации. На рис. 5 представлены температурные зависимости отношения  $A/B$  для нескольких образцов с разной степенью компенсации, разной проводимостью и ее температурной зависимостью. Видно, что отношение  $A/B$  представляет собой кривую с максимумом. В зависимости от проводимости на рисунке проявляются разные части этой кривой. Нарастающая с температурой кривая проявляется в слабо проводящих заметно компенсированных образцах. Часть, содержащая максимум — в образцах с промежуточной компенсацией и проводимостью. Падающая с температурой часть видна в наиболее проводящих слабо компенсированных образцах.

### 3. Обсуждение результатов эксперимента

#### 3.1. Концентрационные зависимости ширины линии

Из работы [3] следует, что ширина линии ЭПР мелких доноров в Ge при слабом легировании может определяться рядом факторов, соотношение которых изменяется с концентрацией доноров. При малых уровнях легирования, которые в основном и рассматриваются в [3], основной вклад в ширину линии дает суперсверхтонкое взаимодействие спина с ядрами изотопа  $^{73}\text{Ge}$ . Содержание этого изотопа в природном Ge составляет 7.8% от полного числа атомов, а спин — 9/2. Каждая резонансная линия в результате такого взаимодействия расщепляется на 10 линий, расстояние между которыми

определяется плотностью электронной волновой функции на ядре изотопа, которая зависит от расстояния между ядром донора и ядром изотопа  $^{73}\text{Ge}$ . Поэтому в силу хаотичности распределения ядер изотопа  $^{73}\text{Ge}$  эти линии не разрешаются, и вместо них наблюдается одна уширенная линия, состоящая из множества неразрешенных узких линий. Такая линия имеет гауссову форму и является неоднородно уширенной [4].

В направлениях, не совпадающих с  $[100]$ , ширина линии дополнительно увеличивается наподобие того, что показано на рис. 3 для наших сильно легированных и компенсированных образцов. Подобного рода угловые зависимости полуширины линии наблюдались в [3] на образцах слабо легированного Ge и объяснялись внутренними неоднородностями плотности атомов решетки в образцах из-за появления дислокаций. Это приводит к случайному изменению  $g$ -фактора, что проявляется в дополнительном уширении резонансной линии [3].

Известно, что увеличение концентрации примесей приводит в Ge [3], как и в Si [4], к обменному сужению резонансной линии, которое происходит за счет ускорения спиновой диффузии по донорным состояниям. При этом действие всех сверхтонких и суперсверхтонких полей усредняется, что и приводит к исчезновению вызванного ими уширения<sup>1</sup>. Подобного рода поведение и показано на рис. 1 для серии некомпенсированных образцов Ge:As. Исключение представляет лишь наиболее сильно легированный металлический образец.

Для количественного анализа наблюдаемого сужения линий с концентрацией в [3] использовалась следующая формула из [5]:

$$\delta H = g\beta\Delta H^2\nu, \quad (1)$$

где  $\delta H$  — наблюдаемая ширина линии,  $\Delta H$  — величина сверхтонкого расщепления,  $\nu$  — средняя частота электронных прыжков между двумя донорными состояниями, остальные обозначения — общепринятые.

Из формулы (1) следует, что ширина линии обратно пропорциональна частоте прыжков. Если учесть, что эта частота определяется перекрытием волновых функций электронов, локализованных на соседних атомах примесей, то ширина линии должна уменьшаться экспоненциально с уменьшением расстояния между ними.

Соответствующая экспериментальная зависимость показана на вставке рис. 1. С уменьшением уровня легирования она приближается к экспоненте со значением радиуса локализации, равным борновскому радиусу электрона на изолированном доноре. С увеличением уровня легирования и приближением к переходу ИМ зависимость на вставке становится более крутой в соответствии с увеличением радиуса локализации.

Перейдем теперь к серии компенсированных образцов. При уменьшении концентрации электронов на донорах за счет компенсации, как и в случае уменьшения

<sup>1</sup> Вообще говоря, диффузия спина не обязательно сопровождается движением электрона и может реализовываться путем переориентирования пары взаимодействующих спинов.

уровня легирования одной донорной примесью, ширина линии тоже увеличивается (рис. 2). В обоих случаях уменьшение электронной концентрации „сдвигает“ образец в сторону более сильно локализованного изоляторного состояния. Другими словами, для компенсированных образцов также применима формула (1), в которой надо лишь оценить уменьшение числа прыжков при увеличении компенсации. Это, однако, представляет собой предмет самостоятельного исследования [6].

Однако возможен и другой подход к механизму уширения линии ЭПР. Здесь мы хотим обратить внимание на то, что в нашем случае сильно легированных и компенсированных полупроводников, как оказывается, можно предполагать, что, как и в металлах, ширина линии определяется скоростью релаксации спина:

$$1/T_2 = g\beta\delta H, \quad (2)$$

где  $T_2$  — время спин-решеточной релаксации,  $\beta$  — магнетон Бора,  $\delta H$  — полуширина линии ЭПР.

В [7] показано, что для металлических образцов Ge:As скорость спиновой релаксации определяется вероятностью взаимодействия электрона с дипольными центрами, состоящими из близко расположенных положительно заряженного (пустого) донора и отрицательно заряженного (захватившего электрон) акцептора. Число таких центров пропорционально концентрации заряженных доноров и акцепторов:

$$N_{\text{dip}} \propto N_D \cdot N_{A+} = N_D(1 - K)N_A,$$

где учтено, что в условиях эксперимента все акцепторы заряжены:  $N_A = N_{A+}$  и  $N_{D-} = N_D(1 - K)$ , где  $K$  — степень компенсации.

Как видно из рис. 2, формула (3) неплохо соответствует эксперименту, и концентрация рассеивающих диполей действительно оказывается пропорциональной концентрации компенсирующих акцепторов.

Различить эти указанные выше механизмы уширения линии можно по ее форме. В первом случае происходит сужение неоднородно уширенной линии, имеющей гауссову форму, а во втором — однородно уширенной, имеющей лоренцеву форму. Анализ формы в нашем случае показывает, что во всех компенсированных образцах линия ЭПР оказывается однородно уширенной. Это значит, что в нашем случае ширина линии определяется временем спин-решеточной релаксации.

### 3.2. Угловые зависимости ширины линии

Как следует из рис. 3, где показана зависимость ширины линии от угла с осью [100], при вращении образца в плоскости (110) гораздо более сильное воздействие на ширину линии по сравнению с рассмотренной выше спин-решеточной релаксацией оказывает компенсация. Такое поведение определяется действием внутренних напряжений на  $g$ -фактор [3]. Дело в том, что из-за смещения долин под воздействием давления зависимость

ширины линии от направления принимает вид

$$(\delta H)^2 = (\delta H_{[100]})^2 + C^2(\sin^2 \varphi + 2^{1/2} \sin 2\varphi)^2,$$

$$C = (2/9)[(g_{\parallel} - g_{\perp})/3g](E_s/E_{13})H, \quad (4)$$

где  $\delta H$  — наблюдаемая ширина линии,  $\delta H_{[100]}$  — ширина линии в направлении [100],  $g_{\parallel}$ ,  $g_{\perp}$  и  $g$  — параллельное, перпендикулярное и среднее значение  $g$ -фактора соответственно,  $E_s$  — деформационная энергия,  $E_{13}$  — энергия синглет-триплетного расщепления уровня  $A_s$ ,  $H$  — внешнее магнитное поле,  $\varphi$  — угол между направлением магнитного поля и осью [100], константа  $C$  — имеет смысл ширины линии в направлении [110].

Как показывает рис. 3, угловые зависимости для компенсированных образцов достаточно хорошо описываются соотношением (4) при подгонке значений множителя  $C$ . Они изображены сплошными линиями на рисунке. Из рисунка видно, что с ростом компенсации величина этого множителя возрастает. Из всех параметров, входящих в этот множитель, с ростом компенсации меняется только значение энергии  $E_s$ . Что же является причиной возникновения внутренних напряжений? Мы полагаем, что они вызываются появлением в объеме полупроводника при его компенсации хаотически распределенных электрических диполей — положительно заряженных доноров и отрицательно заряженных акцепторов. В результате возникают внутренние электростатические поля и соответствующие силы притяжения и отталкивания, действие которых аналогично силам сжатия и растяжения при упругой деформации. В таком случае можно предполагать, что фигурирующее в формуле (4) значение энергии  $E_s$  пропорционально концентрации компенсирующих центров Ga:

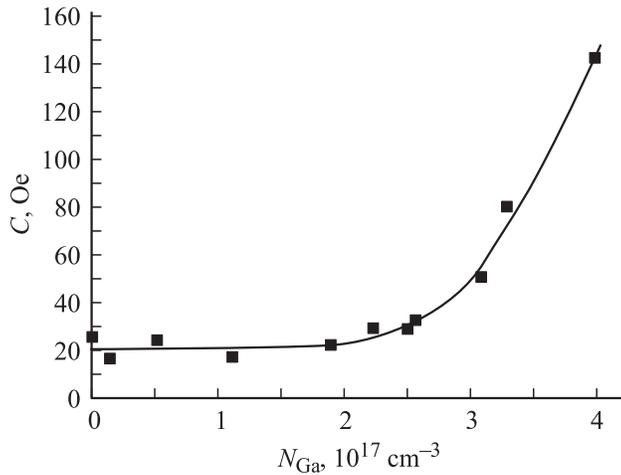
$$C \propto [(\delta H)^2 - (\delta H_{[100]})^2]^{1/2} \propto N_{\text{Ga}}. \quad (5)$$

Соответствующая зависимость представлена на рис. 6. Видно, что при больших компенсациях она действительно является линейной. Для относительно же слабо компенсированных образцов ширина линии не зависит от компенсации.

Сделаем оценку соответствующих внутренних давлений. Рассмотрим электрический диполь с плечом  $r$ , равным среднему расстоянию между зарядами в донорно-акцепторной паре. Выделим мысленно призму со стороны, равной размеру постоянной решетки германия  $a$ , так, чтобы ближайшие заряды были центрированы на противоположных ее гранях. Тогда сила кулоновского взаимодействия этих зарядов  $F = e^2/(\chi r^2)$ , а вызванное давление

$$P = e^2/(\chi r^2 a^2). \quad (6)$$

Подстановка сюда значения среднего расстояния  $r \approx 5 \cdot 10^{-7}$  см при умеренных компенсациях дает оценочную величину  $P \approx 0.1$  кГ/мм<sup>2</sup>. С другой стороны, сравнение наблюдаемой в наших экспериментах величины расщепления  $g$ -фактора с данными его измерений при одноосном сжатии [3] дает величину того же порядка [1].



**Рис. 6.** Зависимость множителя  $C$  (формула (4)), соответствующего полуширине линии ЭПР в направлении [110] от концентрации Ga.

Другим источником уширения линии ЭПР, который, по-видимому, играет основную роль при малых компенсациях, являются дислокации. Действительно, как показано в [3], для слабо легированных образцов ширина линии определяется именно этим механизмом. Так, для образцов с концентрацией мышьяка  $n = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  ширины линий в направлении [110] оказались равными 30 и 19 Э при плотности дислокаций  $2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$  и  $< 2 \cdot 10^2 \text{ см}^{-2}$  соответственно. Определяющая роль дислокаций сохраняется и для более высоких уровней легирования. Эти данные показывают, что даже очень небольшая плотность дислокаций при выращивании кристаллов из расплава приводит к заметному уширению резонансной линии в направлениях, не совпадающих с [100]. На рис. 6 показано, что при небольших компенсациях константа  $C$  не зависит от концентрации Ga и, по-видимому, определяется плотностью дислокаций.

Таким образом, основной причиной внутренних деформаций в сильно компенсированном материале следует считать кулоновское притяжение разноименно заряженных доноров и акцепторов в парах. При умеренных и слабых компенсациях важную роль играют сохраняющееся притяжение нейтральных доноров за счет обменного взаимодействия и дислокационное уширение.

### 3.3. Температурные изменения ширины линии

Изменение ширины линии с температурой для серии сильно легированных образцов, отличающихся степенью компенсации, представлено на рис. 4. Соответствующие зависимости имеют два характерных участка: при низких температурах ширина линии уменьшается с температурой, а при высоких увеличивается. Это соответствует общепринятой картине механизмов релаксации через заряженные центры при низких температурах и при участии фононов — при высоких температурах.

Во всех образцах серии низкотемпературные части рис. 4 хорошо аппроксимируются прямыми линиями, соответствующими степенному характеру зависимости ширины линии от температуры:

$$\delta H \propto 1/T_2 \propto T^{-\alpha} \quad (7)$$

где значения  $\alpha$  заключены в интервале 0.35–0.25.

Мы полагаем, что лимитирующим процессом для спиновой релаксации, как и в металлических образцах [7], является взаимодействие с заряженными мультиполями. Мультипольность центров проявляется через величину показателя степени  $\alpha$ . С другой стороны, каждый член мультипольного разложения характеризуется определенным пространственным распределением потенциальной энергии [7]:

$$E_p = e^2/\chi r^\beta, \quad (8)$$

где показатель степени  $\beta$  связан с порядком мультиполя центра релаксации. Он в свою очередь связан с показателем степени  $\alpha$  соотношением [7]

$$\beta = 2/(\alpha + s), \quad (9)$$

где  $s$  — показатель степени в температурной зависимости скорости электрона  $v$  в зоне проводимости от температуры

$$v \propto T^s. \quad (10)$$

Подстановка экспериментального значения  $\alpha = 0.25$  при условии, что в области мультиполя электрон движется с тепловой скоростью ( $s = 1/2$ ), дает значение  $\beta = 2.67$ . Приближение тепловой скорости для электрона, по-видимому, справедливо, если релаксация спина происходит на составляющих мультиполь близко расположенных противоположно заряженных донорах и акцепторах, характерное расстояние между которыми много меньше длины свободного пробега электрона.

Такое значение  $\beta$  несколько больше, чем для случая диполя ( $\beta = 2$ ). Это может быть связано с двумя причинами. Во-первых, рассеяние может происходить не только на диполях, но и на мультиполях более высокого порядка. Такие зависимости наблюдались ранее в [4]. Во-вторых, при больших размерах центра релаксации нарушается выше сделанное предположение о малости размеров диполя по сравнению с длиной свободного пробега. В частности, в невырожденном полупроводнике скорость движения электронов вблизи центра релаксации определяется, скорее, их подвижностью, которая при рассеянии на заряженных примесях растет с температурой как  $T^{3/2}$ . Следовательно, если в образце присутствуют диполи с различным размером плеча, то зависимость скорости электрона от температуры должна быть более сильной по сравнению с той, которую дает тепловой предел скорости.

Считая, что релаксация спина происходит на диполях, как и в металлических образцах [7], можно определить показатель степени температурной зависимости скорости движения электрона. Из соотношения (9) получаем

при  $\beta = 2$  и  $\alpha = 0.25$  значение  $s = 0.75$ . Таким образом, оказывается, что скорость движения спина растет с температурой как  $T^{3/4}$ , т.е. скорость движения электрона в значительной степени определяется его тепловой скоростью. При этом некоторое влияние на его движение все же оказывает рассеяние на заряженных примесях.

Независимо от физического механизма спиновой релаксации при низких температурах можно утверждать, что этот механизм остается одинаковым во всем исследованном диапазоне компенсаций. Об этом говорит постоянство наклона температурной зависимости ширины линии в низкотемпературной области I на рис. 4. Сдвигается только высокотемпературная граница проявления этого механизма, к которому в области высоких температур добавляется фоновый механизм релаксации, приводящий к увеличению ширины линии с температурой (область II на рис. 4).

Исследования спин-решеточной релаксации в Si:P показали, что этот механизм приводит к резкому увеличению ее скорости с температурой (пропорционально  $T^7$  [8]). Как видно из наших данных, на рис. 4 при высоких температурах интересующая нас зависимость действительно является сильно нелинейной (показатель  $\alpha$  достигает значений 2.5). При этом с ростом температуры постепенно исчезает зависимость от величины компенсации.

### 3.4. Изменение формы линии с лоренцевой на дайсоновскую

Обсудим теперь изменение формы дайсоновской линии с концентрацией и температурой (рис. 5). Как уже отмечалось выше, она возникает, когда глубина скин-слоя оказывается меньше толщины образца. По Дайсону [9], характерное для этой линии отношение амплитуд низкочастотного и высокочастотного крыльев производной от поглощаемой мощности по магнитному полю  $A/B$  определяется отношением времени диффузии электрона через скин-слой  $\tau$  к времени спин-решеточной релаксации  $T_2$  [4]. Это утверждение основано на том, что спин при диффузии через скин-слой оказывается в областях различной амплитуды внешнего переменного магнитного поля. Оно изменяется от максимального значения на внешней границе образца до нулевого в глубине образца. При диффузии через скин-слой спин может сохранять свою ориентацию, если  $\tau < T_2$ , или изменять ее, если  $\tau > T_2$ . Феер и Кип [10] выразили это обстоятельство с помощью номограмм как для самой линии, так и для ее производной. Из номограммы можно определять отношение  $\tau/T_2$ , исходя из измеренного на опыте отношения  $A/B$ .

Как следует из номограмм Феера и Кипа, когда глубина скин-слоя становится меньше толщины образца, и при этом  $\tau \gg T_2$ , отношение  $A/B$  выходит на постоянное значение, равное 2.7. В полупроводниках должно наблюдаться именно такое соотношение, поскольку проводимость их много меньше, чем металлов,

и, диффундируя через скин-слой, спин много раз меняет свою ориентацию. В то же время ясно, что на опыте в таких материалах при уменьшении проводимости это отношение должно изменяться от 2.7 при высокой проводимости до 1 (симметричная линия) при высоком сопротивлении. Первый случай соответствует достаточно высоким температурам либо большой концентрации электронов, когда уровень Ферми находится высоко в зоне проводимости (металлический образец).

Рассмотрим, как ведет себя отношение  $A/B$  при изменении температуры и концентрации свободных электронов (рис. 5). Начнем с исходного для получения изученной серии сильно легированного некомпенсированного образца 1. В нем отношение  $A/B$  практически не зависит от температуры во всем диапазоне измерений и оказывается близким к величине 2.7. Это значит, что глубина скин-слоя много больше, чем длина, на которой происходит релаксация (переориентация) спина. Однако по мере увеличения компенсации и с уменьшением проводимости отношение  $A/B$  не уменьшается до 1, как следовало бы ожидать, а наоборот, начинает возрастать. Образец 2 слабо компенсирован, но в нем уже заметно, что при низких температурах  $A/B$  начинает расти.

В образце же 6, в котором  $K = 0.44$ , увеличение отношения  $A/B$  с понижением температуры наблюдается уже во всем температурном интервале измерения ЭПР. При низких температурах величина отношения  $A/B \approx 5$ , что соответствует  $\tau/T_2 \approx 35-40$ . Из рис. 4 с помощью формулы (2) можно оценить величину времени релаксации  $T_2 \approx 4 \cdot 10^{-8}$  с. Соответственно для значения времени диффузии получаем  $\tau \approx 1.5 \cdot 10^{-7}$  с. Отсюда из известной формулы для длины диффузии:

$$L_D = (D\tau)^{1/2} \approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ мм}, \quad (11)$$

что много меньше глубины скин-слоя. Это значит, что в полупроводниках в отличие от металлов глубина скин-слоя не является характерной длиной неоднородности внешнего поля. Эта длина оказывается много меньше.

В следующем представленном на рисунке более сильно компенсированном образце 10 отношение  $A/B$  растет с понижением температуры приблизительно до того же значения, но оно достигается при  $T \approx 30$  К. При более низких температурах оно начинает уменьшаться. В этом образце отношение  $A/B$  не достигает единицы, но в самом компенсированном и, следовательно, в самом высокоомном образце 4 при низких температурах линия становится симметричной, т.е.  $A/B = 1$ .

Таким образом, рис. 4 показывает, что при уменьшении проводимости полупроводника вместо уменьшения отношения  $A/B$  от 2.7 до 1 наблюдается область увеличения этого отношения вплоть до значений 5–5.5 и только при значительном уменьшении проводимости линия стремится к симметричному виду.

Для объяснений такой нестандартной зависимости формы линии от проводимости образца следует напомнить, что в исследованных нами полупроводниках существуют флуктуации плотности электронов, которые

вызывают неоднородное распределение внешнего микроволнового магнитного поля: в областях с пониженной плотностью электронов амплитуда поля больше, а в областях с повышенной плотностью — меньше. В таком случае электрон, диффундируя в образце, чувствует изменение амплитуды поля на длине флуктуации.

Возвратимся к оценкам для образца *b* при температуре  $T = 3.2$  К. Максимальный размер флуктуации для него [11]  $r_s = N_t^{1/3}/n^{2/3} \approx 2.2 \cdot 10^{-6}$  см. Скорость прохождения этой неоднородности  $v = r_s/\tau \approx 15$  см/с. Эта скорость много меньше тепловой скорости и порядка скорости диффузии электрона в образце при гелиевых температурах. При повышении температуры отношение  $A/B$  уменьшается. Это указывает на увеличение расстояния между флуктуациями, с которыми взаимодействует электрон, хотя скорость диффузии растет с температурой. При высоких температурах взаимодействие становится пренебрежимо малым, и  $A/B \rightarrow 2.7$ . (Точность измерения амплитуды крыльев при высокой температуре невелика из-за малой амплитуды и большой ширины резонансной линии).

Для более сильно компенсированных образцов *10* и *14* изменение характера зависимости связано с тем, что начинает проявляться увеличение глубины скин-слоя, которое приводит к тому, что линия становится симметричной ( $A/B = 1$ ).

Таким образом, в исследованных образцах прослеживается весь спектр отношений — от характерного для проводящих образцов без заметных флуктуаций потенциала дна зоны проводимости при слабой компенсации  $A/B = 2.7$ , через область больших отношений  $A/B$  для образцов с заметной компенсацией, до сильно компенсированных образцов, в которых из-за большой глубины скин-слоя линия становится симметричной. В отдельно взятом образце проявляется некоторая часть спектра, но исследование серии образцов с разной проводимостью дает возможность наблюдать всю совокупность отношений  $A/B$ , которая характерна для полупроводников.

#### 4. Заключение

Взаимодействие спинов в изоляторном состоянии Ge:As вблизи фазового перехода ИМ приводит не только к изменению *g*-фактора и искажению решетки, описанным в I части работы [1], но и к существенным изменениям в ширине и форме резонансной линии.

1. Когда магнитное поле направлено вдоль [100], линия ЭПР сужается при приближении к критической концентрации для фазового перехода ИМ за счет усреднения суперсверхтонкого взаимодействия спинов с окружающими донор As атомами изотопа  $^{73}\text{Ge}$  и сверхтонкого взаимодействия с ядром As. Компенсация донорных электронов приводит к заметному уширению линии, которое может быть следствием увеличения скорости спин-решеточной релаксации на диполях (донорно-акцепторных парах).

2. Уширение линии ЭПР в направлениях, не совпадающих с [100], при малых компенсациях определяется в основном дислокациями, а при больших компенсациях — изменением *g*-фактора при воздействии внутренних напряжений электростатического типа, возникающих из-за взаимного притяжения положительно заряженных доноров и захвативших электрон отрицательно заряженных акцепторов.

3. Температурная зависимость ширины линии ЭПР указывает на то, что при низких температурах она определяется временем релаксации спина и, как и в металлических образцах, лимитирующим процессом при этом оказывается вероятность взаимодействия спина с диполем, который образует донорно-акцепторная пара. В отличие от металлических образцов, в которых электроны на уровне Ферми движутся со скоростями, близкими к тепловым, в изоляторных образцах на зависимость скорости электрона от температуры оказывает влияние рассеяние на заряженных примесях.

4. Температурная зависимость отношения  $A/B$ , характеризующего дайсоновскую форму линии, имеет различный характер для образцов с низким и высоким сопротивлением. В первых из них с понижением температуры это отношение увеличивается из-за того, что электроны рассеиваются на все более мелких флуктуациях потенциала дна зоны проводимости. В высокоомных образцах в этих же условиях наблюдается уменьшение отношения  $A/B$  из-за увеличения глубины скин-слоя: когда эта глубина становится много больше толщины образца, искажение исчезает, т. е. линия становится симметричной.

Авторы благодарны за поддержку Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 07-02-00156а), Фонду президента Российской Федерации (грант № НШ 2951.2008.2) и Президиуму и Отделению физических наук РАН.

#### Список литературы

- [1] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, С.И. Голощанов. ФТП, **41**, 812 (2007).
- [2] K. Morigaki, S. Maekawa. J. Phys. Soc. Japan, **32**, 462 (1972).
- [3] D.K. Wilson. Phys. Rev., **134**, A265 (1964).
- [4] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, Е.Н. Мохов. ФТП, **38**, 816 (2004).
- [5] R.W. Anderson, P.R. Weiss. Rev. Mod. Phys., **25**, 269 (1953).
- [6] A.G. Zabrodskii. Phil. Mag., **81**, 1131 (2001).
- [7] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек. ФТП, **34**, 46 (2000).
- [8] Дж. Людвиг, Г. Вудбери. *Электронный спиновой резонанс в полупроводниках* (М., 1964).
- [9] F.J. Dyson. Phys. Rev., **98**, 349 (1955).
- [10] G. Feher, A.F. Kip. Phys. Rev., **98**, 337 (1955).
- [11] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).

Редактор Л.В. Беляков

## Electron spin resonance of the interaction spins in *n*-Ge II. Change of the line width and form

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

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

**Abstract** The influence of the spins interaction on width and form of the ESR-line was investigated in the compensated and noncompensated *n*-Ge:As. The resonance line width was decreased with the approach to the critical concentration for the phase transition from the insulator consistence to the metallic one. This was the result of the spins exchange interaction and the increase of the spin relaxation time. Additional widening was appeared when the magnetic field was directed along the other axes. This widening was resulted of the inner electrostatic fields on *g*-factor through the stresses initiated by these fields. For the samples with a good conductivity when the skin layer becomes thinner then the sample thickness, the resonance line acquired nonsymmetrical (Dyson) form. The characteristic for such a form of line the wings ratio was determined by the ratio of spin diffusion and spin relaxation velocities.