

зан с его зависимостью в основном лишь от подвижности носителей тока, тогда как A_0 и A_1 в большой степени зависят от наличия неоднородностей в полупроводнике, влияние которых при понижении температуры возрастает. Квадратичная по полю зависимость A_2 согласуется с выводами [14] о влиянии геометрических факторов в пределе малых углов Холла.

Проведенные эксперименты показывают, что измерения $\perp$ МС с помощью зондов, нанесенных на грани образца, позволяют свести к минимуму влияние торцевых контактов на МС, однако, не исключают его полностью, а также вносят дополнительные ошибки, связанные с шунтирующим действием самих зондов на поле Холла. Эти погрешности существенны как при абсолютных измерениях МС, так и при относительных (например, исследование температурных зависимостей МС), поскольку относительная величина ошибки будет расти при увеличении подвижности носителей тока.

В заключение отметим, что наблюдавшаяся в GaAs n -типа сильная анизотропия $\perp$ МС связана прежде всего с присутствием в материале градиентов распределения примеси, а также с шунтирующим влиянием торцевых и зондовых контактов.

Авторы благодарят В. Д. Ткачева за внимание, проявленное к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bate B. T., Beer A. C.—«J. Appl. Phys», 1961, 32, 800.
2. Bate R. T., Beel I. C., Beer A. C.—Там же, 805.
3. Завадский Э. А., Коврижных Ю. Г., Факидов И. Г.—«ФТТ», 1965, 7, 3582.
4. Кравченко А. Ф., Морозов Б. В., Скок Э. М.—«ФТП», 1972, 6, 300, 1520.
5. Воронина Т. И. и др.—«ФТП», 1973, 7, 1382.
6. Groos R. F.—«Proc. Phys. Soc.», 1958, 71, 500.
7. Kravchenko A. F., Sardarjan W. S., Efimov W. W.—«Proc. Intern. Conf. Phys. Semiconductors». Kyoto, 1966; Phys. Soc. Japan. 21, 346. Supplement, 1966.
8. Смит Р. Полупроводники. М., 1962.
9. Glicksman M. J.—«Phys. Chem. Solids», 1959, 8, 511.
10. Herring C.—«J. Appl. Phys.», 1960, 31, 1939.
11. Weiss M.—«J. Appl. Phys.», 1961, 32, 2064.
12. Шик А. Я.—«ФТП», 1975, 9, 872.
13. Шейнкман М. К., Шик А. Я.—«ФТП», 1976, 10, 209.
14. Giermann H. I., Kuhrt F.—«Z. Naturforschung», 1958, 13a, 462.

Поступила в редакцию
9/VI 1977 г.

Кафедра полупроводников

УДК 537.311.33.621.315.59

М. Г. ЛУКАШЕВИЧ

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

В квантующих магнитных полях ($\hbar\omega_H > kT$, где $\omega_H = eH/m^*c$ — циклотронная частота частицы с массой m^* в магнитном поле напряженностью H) холл-фактор не зависит от механизма рассеяния и напряженности магнитного поля [1]. Это позволяет непосредственно из холловских измерений определить зависимость концентрации электронов проводимости от магнитного поля $n(H)$. Результаты теоретических и экспериментальных работ по изучению полевых зависимостей $n(H)$ противоречивы [2—7], что связано с различием теоретических приближений и конкретных условий эксперимента: неоднородностью образцов, сложностью измерений в сильных импульсных полях и т. д. Наиболее

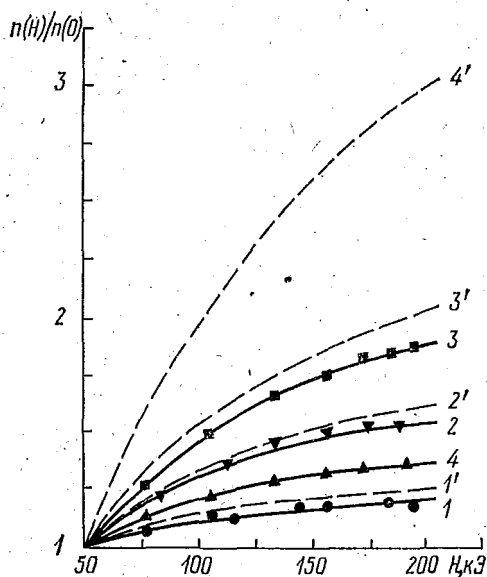


Рис. 1. Зависимость относительного изменения концентрации свободных электронов для образцов с различным $n(0)$ от напряженности магнитного поля. Пунктирные кривые — теоретический расчет при $g=0,86$;

1 — $n = 5,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; 2 — $n = 2,8 \cdot 10^{16}$; 3 — $n = 5,3 \cdot 10^{17}$; 4 — $n = 2,9 \cdot 10^{18}$; сплошные кривые — эксперимент

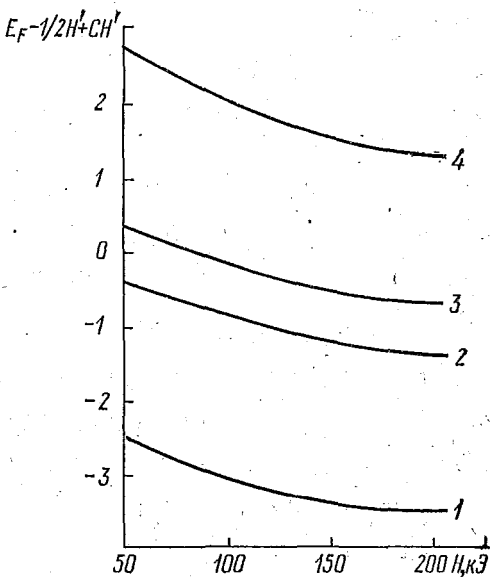


Рис. 2. Зависимость энергетического зазора между дном зоны проводимости и уровнем Ферми. Пояснение см. к рис. 1.

общее теоретическое и экспериментальное исследование влияния квантующего магнитного поля на изменение статистических свойств электронов арсенида и антимонида индия, связанное в конечном счете с изменением энергетического спектра кристалла в сильном магнитном поле, проведено в работах [2, 3]. Зависимость $n(H)$ рассчитана с учетом реальной зонной структуры соединений $A^{III}B^{V}$ и образования примесных уровней Ландау.

В данной работе экспериментальное влияние сильного магнитного поля на концентрацию свободных носителей тока в примесном арсениде галлия n -типа исследовали путем измерения эффекта Холла в импульсных магнитных полях напряженностью до 200 кЭ и длительностью 0,5 мс при температуре 77 К. Импульсное магнитное поле генерировалось разрядом конденсаторной батареи через соленоид, охлажденный жидким азотом. Частота следования импульсов поля 0,1—1 Гц. Напряженность магнитного поля в рабочем зазоре соленоида определялась индукционным методом.

Полевая зависимость постоянной Холла $R_X(H)$ изучалась в эпитаксиальных пленках n -GaAs, выращенных способом газовой эпитаксии на подложках из арсенида галлия, ориентированных в направлении III. Исследовались специально нелегированные и легированные Te, Sn, Se образцы с концентрацией свободных носителей $n(0) = 2 \cdot 10^{15} \div 2,0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и максимальной подвижностью при 77 К $\mu = (10 \div 22) 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Толщина пленок 8—22 мкм. Начальная концентрация $n(0)$ и подвижность μ_{77} измерялись в постоянном магнитном поле напряженностью 4 кЭ.

В области классических магнитных полей ($\hbar\omega_H < kT$, $H < 50$ кЭ для n -GaAs при $T=77$ К) полевая зависимость $R_X(H)$ хорошо описывается переходом от $R_X(H) = r/en$ в слабом поле ($\mu H/c < 1$) к $R_X = 1/en$ в клас-

сически сильном магнитном поле ($\mu H/c > 1$), причем величина холл-фактора r для разных образцов составляет 1,1—1,4. В квантующих магнитных полях при $H > 50$ кЭ $R_x(H)$ монотонно убывает, что наблюдалось нами ранее [7]. Поэтому в соответствии с [1] в примесном n -GaAs, когда отсутствует эффект магнитного вымораживания носителей из-за локализации волновых функций электронов на примеси магнитным полем [8], наблюдается увеличение концентрации свободных носителей в квантующем магнитном поле.

На рис. 1 приведены экспериментальные полевые зависимости относительного изменения концентрации свободных электронов $n(H)/n(0)$ для образцов с различным $n(0)$ (сплошные кривые). Как и следовало ожидать, вид легирующей мелкой примеси не влияет на зависимость $n(H)$, а определяется только $n(0)$. Результаты эксперимента сравниваются с теоретическим расчетом изменения концентрации свободных носителей в магнитном поле по модели Мейлихова и Аронзона (пунктирные кривые), полученным решением системы (9), (10) [2] на ЭВМ. Экспериментальные кривые совмещаются с теоретическими при напряженности магнитного поля $H = 50$ кЭ ($\hbar\omega_H \approx kT$). Наилучшее совпадение, как видно из рисунка, наблюдается при малых концентрациях свободных носителей $n(0) < 5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ (кривые 1, 2). С увеличением $n(0)$ различие экспериментальных кривых с теоретическими становится более существенным (кривые 3, 4). Как показывает теоретический расчет, с увеличением вырождения электронного газа изменение концентрации свободных носителей в магнитном поле должно быть более значительным, что и наблюдается при не слишком больших $n(0)$. Однако при $n(0) \approx 10^{18}$ см $^{-3}$ экспериментальные кривые не только сильно отличаются от теоретических, но и проходят ниже кривых для образцов с меньшим $n(0)$, (кривая 4).

Наблюдаемое несоответствие теоретического расчета с экспериментальными зависимостями $n(H)/n(0)$ при больших концентрациях свободных носителей может быть объяснено следующим образом. Известно [9], что в арсениде галлия при концентрации доноров $N_d \sim 5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ расстояние между примесными атомами близко к диаметру боровской орбиты электрона в кристалле и примесные состояния образуют примесную зону — систему непрерывных уровней. Следовательно, говорить о существовании локализованного состояния на примеси уже нельзя, и поэтому при расчете плотности электронных состояний в магнитном поле необходимо учитывать перекрытие областей локализации электронов на примеси и экранировку кулоновского потенциала примеси свободными электронами. В квантующем магнитном поле волновые функции электронов на примеси сильно сжимаются [8], что при определенной напряженности магнитного поля может привести к образованию локализованного состояния из непрерывной примесной зоны. Оценка величины напряженности магнитного поля, при которой из примесной зоны происходит образование локализованных состояний (объем локализации волновой функции в магнитном поле меньше объема, приходящегося на один атом примеси) в n -GaAs при $n(0) = 10^{18}$ см $^{-3}$ дает величину $H = 220$ кЭ, т. е. превышает напряженность поля, при котором проводились эксперименты. Таким образом, при $n(0) \approx 10^{18}$ см $^{-3}$, несмотря на сжатие волновых функций электронов в магнитном поле, взаимодействие примесных электронов между собой и экранировка кулоновского потенциала примеси в арсениде галлия в полях $H \approx 200$ кЭ существенны, что и приводит к сильному различию экспериментальных и теоретических зависимостей $n(H)$. На рис. 2 показана теоретическая зависимость энергетического зазора $\Delta = E_F - \frac{1}{2}H' + GH'$ ($E_F = \epsilon_F/kT$; $H' = \hbar\omega_H/kT$; G — эффективный g -фактор) между уровнем Ферми и дном зоны проводимости для тех же образцов. Сублинейная зависимость энергии Ферми от напряженности

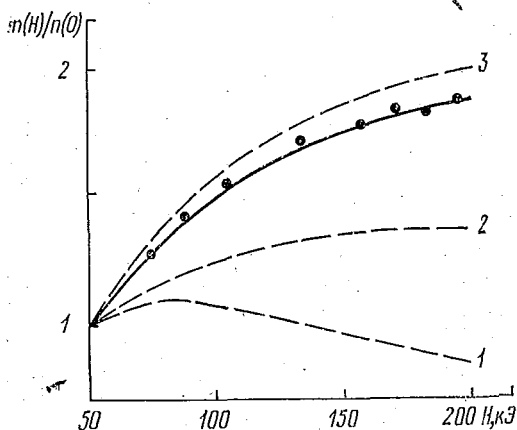


Рис. 3. Зависимость относительного изменения концентрации свободных электронов для образца с $n(0) = 5,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Пунктирные кривые — теоретический расчет при g -факторе Ланде, равном 14,28 (1); 8,57 (2) и 0,86 (3); сплошная кривая — эксперимент

тов с теоретическими для всех образцов наблюдается при использовании в расчете g -фактора равного 0,86, что несколько отличается от значения электронного g -фактора в арсениде галлия, полученного теоретически $g = 0,32$ [10], $g = 0,43$ [11] и измеренного экспериментально $g = 0,52$ [12]. Завышенное значение g -фактора Ланде может быть связано с увеличением его в сильном магнитном поле за счет изменения величины спинорбитального расщепления и ширины запрещенной зоны. Расчет изменения g -фактора в магнитном поле по двухзонной модели Кейна показывает, что в поле напряженностью 200 кЭ g -фактор увеличивается более чем на 25%.

Таким образом, изменение статистических свойств электронов примесного арсенида галлия в квантующих магнитных полях при $T = 77 \text{ К}$ приводит к увеличению концентрации свободных электронов сильным магнитным полем. При концентрациях $n(0) < 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ зависимость $n(H)$ хорошо описывается статистикой [2]. Однако с образованием и расширением примесной зоны необходим более строгий теоретический учет влияния магнитного поля на статистические свойства электронов примесной зоны.

Автор выражает благодарность Щербович Е. С. за помощь при выполнении численных расчетов на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Adams E. N., Holstein T. D. — «J. Phys. Chem. Sol.», 1959, 10, 254.
2. Аронзон Б. А., Мейлихова Е. З. — «ЖЭТФ», 1971, 61, 1906.
3. Мейлихов Е. З., Аронзон Б. А. — «ДАН БССР», 1972, 206, 1329.
4. Клиnger М. И., Воронюк П. Н. — «ЖЭТФ», 1957, 33, 77.
5. Амирханов Х. И., Баширов Р. И., Закиев Ю. Э. — «ДАН СССР», 1960, 132, 793.
6. Ансельм А. И., Аскеров Б. М. — «ФТТ», 1960, 2, 221.
7. Лукашевич М. Г., Пархутин В. П. — В сб.: Арсенид галлия. Томск, 1974.
8. Yafet J., Reyes R. W., Adams E. N. — «J. Phys. Chem. Sol.», 1956, 1, 137.
9. Oliver D. J. — «Phys. Rev.», 1963, 127, 1045.
10. Cardona M. — «J. Phys. Chem. Sol.», 1963, 24, 1543.
11. Roth L. M., Lax B., Zwerdling S. — «Phys. Rev.», 1959, 114, 90.
12. Duncan W., Schneider E. — «Proc. Intern. Conf. Phys. Semicond.», Paris, 1965, 1171.