

Институт теоретической физики
им. Л. Д. Ландау АН СССР
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
27 октября 1987 г.

УДК 538.935

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988

Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

ГИГАНТСКОЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ ПРЫЖКОВОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ

Н. А. Асадуллаев, И. Чирич¹

1. В сильных электрических полях удается стимулировать протекание заряда в диэлектрических пленках SiO_2 и Si_3N_4 , широко используемых в твердотельной электронике. Первые исследования диэлектрических пленок Si_3N_4 при низких температурах [1] показали необычность поведения проводимости Si_3N_4 как функции температуры T , напряженности электрического E и магнитного H полей. Было установлено, что токоперенос в Si_3N_4 осуществляется на основе прыжкового механизма проводимости с подбарьерным рассеянием, стимулированного сильным электрическим полем. В [2, 3] было предположено, что знак магнитосопротивления (МС) определяется знаком амплитуды рассеяния, т. е. зависит от того, рассеивается ли электрон на примеси с большей энергией, чем энергия уровня, с которого электрон туннелирует, или, наоборот, — на примеси с меньшей энергией. В первом случае наблюдается положительное магнитосопротивление (ПМС), а во втором — отрицательное (ОМС). Естественно предположить, что величина эффекта МС определяется числом актов рассеяния с доминирующей амплитудой рассеяния. Поскольку число актов рассеяния можно варьировать, изменяя число рассеивающих центров, представляло интерес найти такие способы синтеза образцов, при которых концентрация рассеивающих центров была бы максимальной.

2. В настоящей работе исследовались аморфные диэлектрические пленки Si_3N_4 при $T < 200$ К, $E > 10^6$ В/см, $H < 50$ кЭ. Пленки Si_3N_4 толщиной 400 Å получались по стандартной технологии пиролиза SiH_4 и NH_3 в реакторах с пониженным давлением, однако в отличие от образцов, использованных в [1–3], отжигались в атмосфере водорода в течение 30–35 минут. У таких образцов обнаружено гигантское отрицательное прыжковое магнитосопротивление в сильных электрических полях.

3. Ток J через пленку Si_3N_4 при $H=0$ падает с понижением температуры до 80 К. В диапазоне $30 < T < 80$ К проводимость практически не зависит от температуры. При дальнейшем понижении температуры проводимость резко падает, а затем в интервале $4 < T < 10$ К сохраняет постоянное значение. Влияние магнитного поля на проводимость пленок Si_3N_4 проявляется при $T < 15$ К (рис. 1). В постоянном магнитном поле $H \approx 20$ кЭ проводимость в этом температурном интервале возрастает на 1.5–2 порядка при понижении температуры.

Зависимости проводимости от H в сильном электрическом поле имеют следующий вид. При $T=4.2$ К в слабых магнитных полях $H \approx 3-4$ кЭ проводимость пленок незначительно уменьшается (слабое ПМС), а с ростом H ток J резко возрастает — наблюдается ОМС (рис. 2). Следует отметить, что на начальном участке роста проводимости $\lg J$ линейно зависит от H .

¹ Институт физики, Белград, Югославия,

Далее с увеличением магнитного поля зависимость J от H выражена слабо и на кривых $J(H)$ имеется «плато», которое наиболее ярко выра-

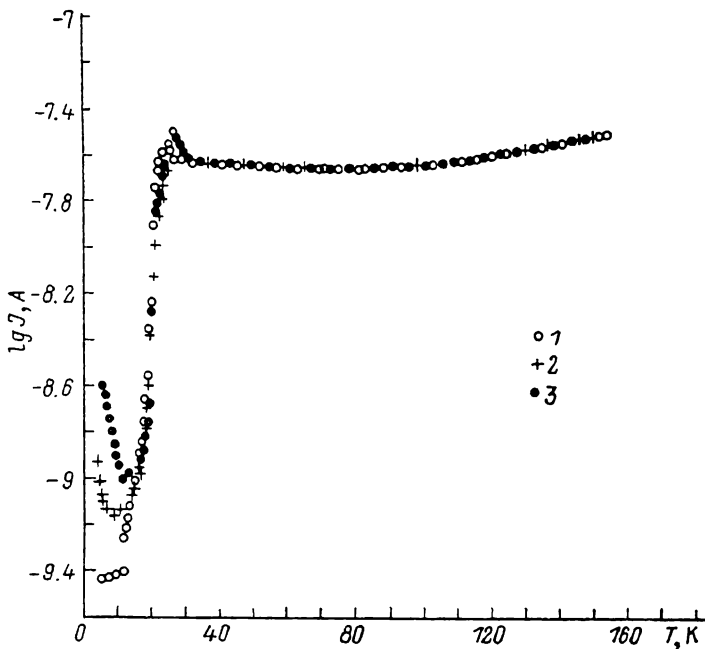


Рис 1. Температурные зависимости тока I через Si_3N_4 в различных магнитных полях, кЭ: 1 — 0, 2 — 6.6, 3 — 15.

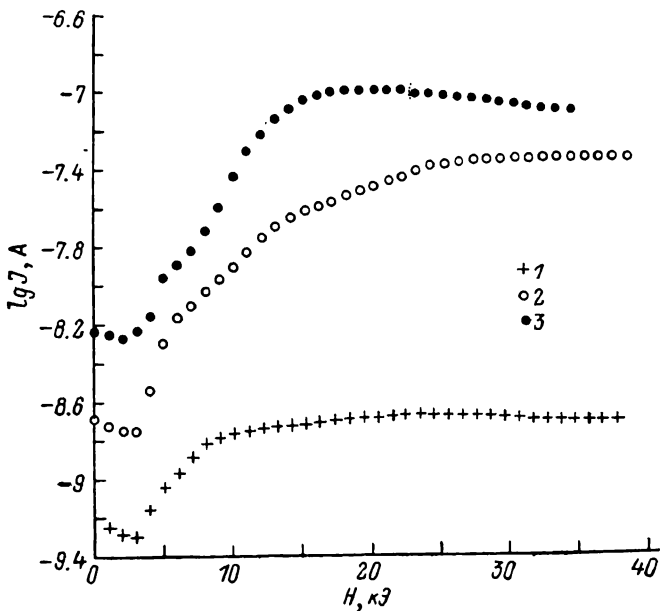


Рис. 2. Магнитопольевые зависимости $I(H)$ при $T=4.2\text{K}$ при различных напряжениях на пленке Si_3N_4 .

Значения U , В: 1 — —25, 2 — —30, 3 — —35.

жено при напряжениях $U \leq 25$ В, подаваемых на пленку Si_3N_4 (рис. 2). При более сильных электрических полях ($U \approx 35$ В) на кривых $J(H)$ наблюдается максимум, после которого ток J при увеличении магнитного поля уменьшается.

Наиболее хорошо видна зависимость величины ОМС от напряженности электрического поля на вольт-амперных характеристиках (рис. 3). В относительно слабых электрических полях ($U < 20$ В) проводимость слабо зависит от магнитного поля. С ростом электрического поля ОМС растет, увеличиваясь на 1.5—2 порядка при напряжении на пленке $U=30$ В. В более сильных электрических полях ($U > 35$ В) величина ОМС падает (рис. 3).

4. Наблюдаемые зависимости электропроводности пленок Si_3N_4 от величины магнитного и электрического полей можно описать в рамках теории подбарьерного рассеяния, предложенной в [4].

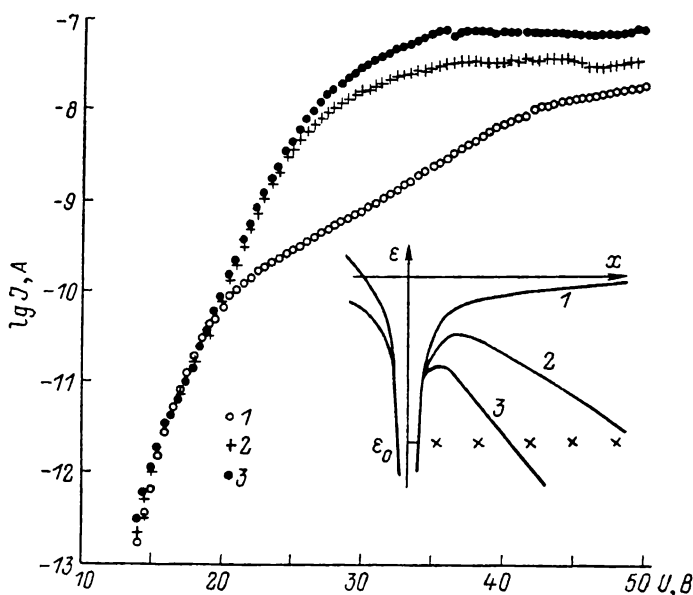


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики в различных магнитных полях, кЭ: 1 — 0, 2 — 6.6, 3 — 10.

На вставке: с увеличением электрического поля растет число процессов рассеяния с отрицательной амплитудой рассеяния, что вызывает anomalно большой рост проводимости в магнитном поле. Дальнейшее увеличение электрического поля уменьшает ширину потенциального барьера ловушки, что уменьшает число рассеивающих центров под барьером и вызывает уменьшение величины ОМС в сильных электрических полях E . 1 — потенциальная яма ловушки при $E=0$, 2 и 3 — деформация потенциального барьера при увеличении электрического поля E ($E_2 < E_3$), ϵ_0 — энергия ионизации ловушки; крестиками отмечены центры рассеяния под барьером.

Наложение сильного электрического поля приводит к понижению энергетических уровней рассеивающих центров под барьером. Таким образом, с ростом E оказывается возможным менять характер рассеяния под барьером, — уменьшать число рассеивающих центров с положительной амплитудой рассеяния и соответственно увеличивать долю процессов рассеяния с отрицательной амплитудой рассеяния (см. вставку на рис. 3), что приводит к anomalно большому росту проводимости в магнитном поле (рис. 3) или смене знака МС с положительного на отрицательный [5]. В магнитном поле квантовые поправки к проводимости в результате интерференции волновых функций электронов, формирующихся при рассеянии на примесях под барьером, согласно [4], могут давать существенный вклад в общую проводимость, вызывая сильное изменение сопротивления в магнитном поле.

Пользуемся случаем выразить нашу признательность А. А. Абрикосову, А. Л. Эфросу, Б. И. Шкловскому и И. П. Звягину за обсуждение работы и ряд ценных замечаний, В. Ф. Киселеву, С. Н. Козлову, Р. Б. Брандту и С. М. Чудинову за постоянный интерес к работе.

- [1] Асадуллаев Н. А., Брандт Н. Б., Власенко В. А., Козлов С. Н., Чудинов С. М. Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 44, № 9, с. 429—431.
 [2] Асадуллаев Н. А., Брандт Н. Б., Козлов С. Н., Чудинов С. М., Поспелов В. В. ФТТ, 1987, т. 29, № 5, с. 1364—1370.
 [3] Asadullayev N. A., Brandt N. B., Chudinov S. M., Kozlov S. N., Ciric I. Sol. St. Commun., 1987, vol. 61, N 9, p. 511—514, 1987, vol. 61, N 9, p. 515—518.
 [4] Нгуен В. Л., Спивак Б. З., Шклоцкий Б. И. ЖЭТФ, 1985, т. 89, № 11, p. 1770—1784.
 [5] Асадуллаев Н. А., Брандт Н. Б., Чудинов С. М. ФТТ, 1987, т. 29, № 11, с. 3315—3319.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
28 октября 1987 г.

УДК 537.874.72

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

О РОЛИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ПОГЛОЩЕНИИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. П. Семинюженко, Д. В. Филь

Известно, что наличие в ферромагнитном полупроводнике (ФМП) сильного $s-d$ -обменного взаимодействия между электронами проводимости и локализованными спинами определяет эффективное поглощение высокочастотного (ВЧ) электрического поля [1, 2]. Для реализации этого эффекта, как показано в [1, 2], необходимо выполнение ряда существенных ограничений на параметры ФМП. Так, в частности, в вырожденных ФМП сильное поглощение ВЧ поля сантиметрового диапазона может реализоваться лишь в образцах с $\mu > \Delta/2$ (μ — энергия Ферми, Δ — энергетическая щель между спиновыми подзонами в электронной подсистеме). Такое соотношение между параметрами ФМП реально выполнимо лишь в легированных образцах с проводимостью p -типа. Но в таких ФМП ввиду малой константы $s-d$ -обменного взаимодействия эффект поглощения поля сильно подавлен. Трудностей подобного рода удалось бы избежать, если были бы найдены условия реализации этого эффекта в ФМП с $\mu < \Delta/2$ (т. е., когда электроны проводимости имеются только в нижней спиновой подзоне).

Для нахождения таких условий, с одной стороны, представляет интерес рассмотреть поглощение ВЧ поля с учетом наряду с обменными релятивистских трехчастичных процессов электрон-магнонных взаимодействий с переворотом спина электрона [3]. Эти процессы определяют новый канал поглощения квантов ВЧ поля, который может оказаться основным в том случае, когда известные [1, 2] каналы малоэффективны. С другой стороны, следует рассмотреть иной диапазон частот, а именно, $\Omega \sim \Delta$, поскольку в этом случае становятся возможны процессы электрон-магнонных взаимодействий с изменением энергии электрона на величину порядка Δ . Этот диапазон представляет существенный интерес еще и потому, что поглощение квантов поля такой частоты может вызывать смещение края оптического поглощения в инфракрасную область. К тому же для электрического поля с частотой $\Omega \sim 10^{13} \div 10^{14} \text{ с}^{-1}$ в ФМП легко выполняется условие применимости теории квантового поглощения [4, 5] ($\Omega\tau \gg 1$, где τ — время релаксации электронов).

Кинетические уравнения для электронов проводимости в ВЧ электрическом поле с учетом обменных и релятивистских трехчастичных электрон-магнонных взаимодействий, следуя [5], можно получить в виде