

ГИСТЕРЕЗИС ПРОВОДИМОСТИ ПО ПРИМЕСЯМ В НЕКОМПЕНСИРОВАННОМ КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ В СИЛЬНЫХ СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

А.П.Мельников¹⁾, Ю.А.Гурвич, Л.Н.Шестаков*, Е.М.Гершензон

Московский педагогический государственный университет
119435 Москва, Россия

* Поморский государственный университет
163006 Архангельск, Россия

Поступила в редакцию 4 декабря 1998 г.

Обнаружено, что в некомпенсированном кремнии в достаточно сильных скрещенных электрическом (E) и магнитном (H) полях зависимости проводимости σ от E при $H = \text{const}$ и от H при $E = \text{const}$ имеют гистерезис. При одних и тех же E и H проводимость может отличаться в 10^5 раз. Слабые импульсы поля E перебрасывают проводимость с одной ветви петли гистерезиса на другую. Фоновое излучение очень малой интенсивности радикально меняет вид этой петли. Результаты объясняются как проявление перехода диэлектрик – металл в D^- - зоне кремния, стимулированного сильным электрическим полем.

PACS: 72.20.-i, 72.80.-r

1. Проводимость по примесям легированного кристаллического Si с очень малой компенсацией ($K = 10^{-4} - 10^{-5}$) обладает целым рядом особенностей. Считается, что эти особенности обусловлены тем, что в таких материалах важную роль играет проводимость по $D^-(A^+)$ -зоне – движение электронов (дырок) по нейтральным донорам (акцепторам). Недавно существование проводимости по D^- - зоне получило прямое подтверждение в экспериментах по измерению спектров фотопроводимости в микроволновой области [1].

Было установлено, что проводимость имеет различный характер при разных E . В слабых полях ($E < E_c = 200 - 250$ В/см) проводимость является прыжковой. Электроны прыгают по локализованным D^- -состояниям. Эти состояния расположены вблизи некоторого уровня энергии ϵ_{tr} (транспортный уровень). Положение ϵ_{tr} зависит от E . В исследованных нами образцах расстояние между ϵ_{tr} и дном свободной зоны ϵ_c превышало 10 мэВ. В сильных полях $E > E_c$ в D^- -зоне возникает порог подвижности ϵ_μ , лежащий на глубине ≤ 10 мэВ ниже ϵ_c [2] (см. рис.1). Состояния с энергией $\epsilon > \epsilon_\mu$ делокализованы (полевая делокализация).

Как известно, радиус локализации вблизи порога подвижности неограниченно возрастает [3]. Благодаря этому, при возникновении ϵ_μ в области $\epsilon < \epsilon_\mu$ нарушается равновесие между прыжками вниз и вверх по энергии в пользу последних. Происходит перестройка распределения электронов по энергии: область над порогом подвижности $\epsilon > \epsilon_\mu$ заселяется электронами. Имеет место своего рода переход диэлектрик – металл ($D \rightarrow M$), обусловленный действием электрического поля. Переход $D \rightarrow M$ приводит к резкому росту проводимости при $E > E_c$ – квазипробую [1].

¹⁾ e-mail: melnikov@rpl.mpgu.msk.su

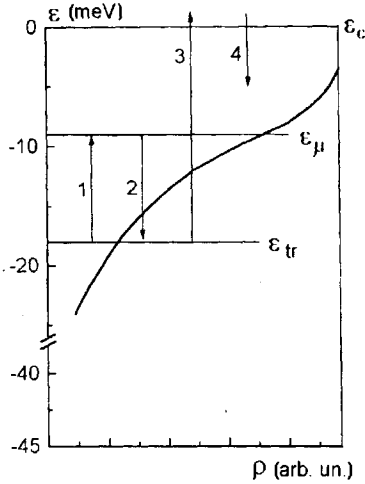


Рис.1. Схематическое изображение плотности состояний ρ (сплошная кривая), энергетических уровней в D^- -зоне и электронных переходов

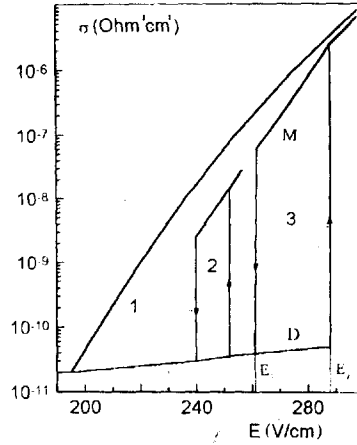


Рис.2. Зависимости $\sigma(E)$ при H , кЭ: 1 - 0; 2 - 20; 3 - 46

Поскольку возникновение квазипробоя существенно связано с расходимостью радиусов локализации вблизи ϵ_μ , следует ожидать, что магнитное поле H будет оказывать сильное влияние на переход $D \rightarrow M$. Цель настоящей работы – экспериментально исследовать влияние H на проводимость по D^- -зоне в сильных E , перпендикулярных H .

2. Ниже приводятся результаты для одного из образцов Si:B (p -тип; концентрация основной примеси $N = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $K = 10^{-4}$), полученные при $T = 4.2 \text{ К}$. На рис.2, кривая 1, показана зависимость $\sigma(E)$ при $H = 0$. Видно, что при $E = E_c \approx 200 \text{ В/см}$ происходит резкое усиление зависимости $\sigma(E)$ – квазипробой. Подобные кривые уже приводились нами ранее [2, 4]. Кривая 2 получена при $H = 20 \text{ кЭ}$ в прямом (рост E) и обратном (уменьшение E) направлении. Скорость изменения E составляла 2 В/мин . Направление движения указано стрелками на кривых. Видно, что квазипробой сдвигается в большие E и становится более крутым. Главным же результатом является наличие гистерезиса зависимости $\sigma(E)$. Так, при $H = 20 \text{ кЭ}$ σ резко возрастает в прямом направлении при $E = E_2 \approx 252 \text{ В/см}$. При обратном движении σ резко падает при $E = E_1 \approx 240 \text{ В/см}$. В поле $H = 46 \text{ кЭ}$ (кривая 3) гистерезис становится еще более выраженным.

На рис.3 даны зависимости $\sigma(H)$ при $E = \text{const}$. Скорость изменения $H = 1 \text{ кЭ/мин}$. Гистерезис наблюдается и здесь. Заметим, что значения σ , лежащие на одной вертикали, могут отличаться почти в 10^5 раз.

Дальнейшие результаты мы изложим применительно к кривой 3 рис.3. Обозначим через H_1 и H_2 соответственно правую и левую границы гистерезиса. Зафиксируем некоторое промежуточное значение $H = H_0$: $H_2 < H_0 < H_1$. При $H = H_0$ проводимость может быть велика – $\sigma = \sigma_M(H_0)$ (M – верхний участок) или мала – $\sigma = \sigma_D(H_0)$ (D – нижний участок). Если H_0 близко к середине петли, состояния с проводимостями $\sigma_M(H_0)$ и $\sigma_D(H_0)$ стабильны или, возможно, метастабильны, но с очень большим временем жизни. Так, при $H_0 \approx 1/2(H_1 + H_2)$ нам не удалось за-

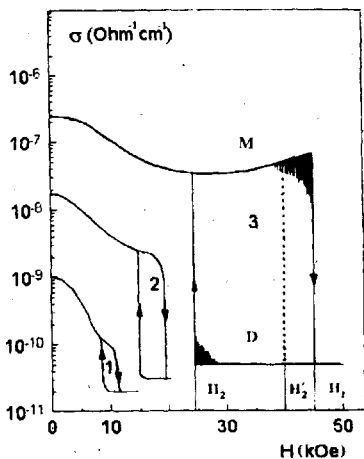


Рис.3. Зависимость $\sigma(H)$ при E , В/см: 1 - 220; 2 - 240; 3 - 262

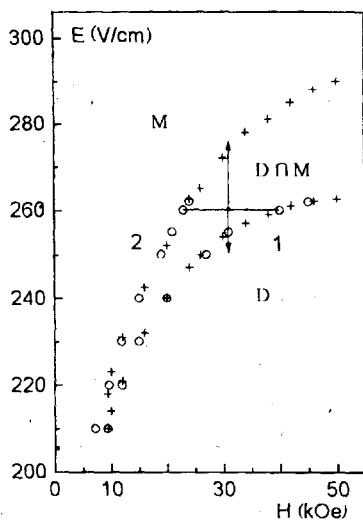


Рис.4. Кривая 1: $E_1(H)$ - (+) и $H_1(E)$ - (o); кривая 2: $E_2(H)$ - (+) и $H_2(E)$ - (o)

фиксировать изменение σ_M или σ_D в течение промежутка времени, превышающего один час.

Если H_0 приближается к H_1 , состояние с проводимостью σ_M становится неустойчивым. Возникают флуктуации - кратковременные отклонения проводимости в сторону меньших значений. Величина и частота этих отклонений возрастает при $H_0 \rightarrow H_1$ (см. рис.3, кривая 3). При $H_0 \rightarrow H_2$ неустойчивость проявляет проводимость σ_D . Наблюдаются отклонения проводимости теперь уже в сторону больших значений (на других кривых эти флуктуации не показаны, чтобы не загромождать рисунки.) Отметим, что положение H_1 и H_2 зависит от скорости развертки. Так, например, снижение скорости до 0.1 кЭ/мин (в 10 раз) уменьшает разность $H_1 - H_2$ примерно на 10%.

Переходы $M \leftrightarrow D$ при $H_2 < H_0 < H_1$ можно вызвать импульсами электрического поля ΔE достаточной (см. ниже) величины. Импульс $\Delta E > 0$ ($E + \Delta E > E$) вызывает переход $D \rightarrow M$, импульс $\Delta E < 0$ - переход $M \rightarrow D$.

Фоновое излучение малой интенсивности с малыми энергиями квантов (в эксперименте система холодных фильтров пропускала излучение с $\hbar\omega \leq 20$ мэВ; энергия связи основного состояния - 45 мэВ) смещает поле H_2 в сторону H_1 , сужая петлю гистерезиса и уменьшая тем самым протяженность области с низкой проводимостью. На рис.3 пунктиром показана левая граница гистерезиса H_2' при наличии фона. Подчеркнем, что такое сильное смещение левой границы происходит при столь малых интенсивностях фона, при которых он не оказывает никакого влияния на проводимость вне гистерезиса. Такой фон почти не влияет и на положение правой границы.

Границы гистерезиса на рис.3 являются функциями электрического поля: $H_1 = H_1(E)$, $H_2 = H_2(E)$. Левая (E_1) и правая (E_2) границы на рис.2 являются функциями H : $E_1 = E_1(H)$ и $E_2 = E_2(H)$ (индекс 1 у полей отвечает падению σ , индекс 2 - росту). Оказалось, что кривые $E_1(H)$ и $H_1(E)$ совпадают (рис.4, кривая 1). Кривые $E_2(H)$ и $H_2(E)$ также совпадают (рис.4, кривая 2).

3. Рассмотрим плоскость E, H . Часть плоскости, которая изображена на рис.4, можно разбить на 3 области. Ниже кривой 1 лежит область низкой проводимости – “диэлектрическая” или D -область ($\sigma = \sigma_D$). Выше кривой 2 – область высокой проводимости – “металлическая” или M -область ($\sigma = \sigma_M$). Каждой точке области D или M отвечает определенное значение проводимости. Между кривыми 1 и 2 находится область (обозначим ее $D \cap M$), где σ является двузначной функцией положения точки. Здесь проводимость может быть мала или велика в зависимости от того, откуда мы пришли в эту область при изменении E и H . При движении из D -области в M -область проводимость остается малой ($\sigma = \sigma_D$) вплоть до пересечения с кривой 2, где происходит переход $\sigma_D \rightarrow \sigma_M$. При обратном движении на кривой 1 происходит переход $\sigma_M \rightarrow \sigma_D$. Таким образом, на кривой 1 происходит всегда переход $M \rightarrow D$, на кривой 2 – переход $D \rightarrow M$. Очевидно, что область $D \cap M$ соответствует гистерезису.

4. Изложим некоторые соображения по поводу полученных результатов. Мы будем вести обсуждение применительно к материалу n -типа. Выше мы говорили о двух типах проводимости: прыжковой (диэлектрической) – вблизи уровня ϵ_{tr} и металлической – по состояниям вблизи порога делокализации ϵ_μ . Мы считаем, что скачки проводимости при изменении E или H являются следствием переключения проводимости с уровня ϵ_{tr} на уровень ϵ_μ и обратно. Иными словами, это есть проявление переходов $M \leftrightarrow D$, вызванных электрическим полем. В отличие от [1] здесь эти переходы происходят в присутствии магнитного поля.

Согласно [1], переход $D \rightarrow M$ является результатом двух процессов: возникновения порога ϵ_μ и заселения состояний с $\epsilon > \epsilon_\mu$. Оба эти процесса стимулируются ростом E . С уменьшением E происходят обратные процессы. В условиях нашего опыта напряжение на образце было фиксировано. Пусть в состоянии $\sigma = \sigma_M$ в некоторой малой области произошла флуктуация проводимости $\Delta\sigma < 0$. Если флуктуация не рассеется достаточно быстро, произойдет перераспределение поля E в образце: поле в рассматриваемой области увеличится, а в ее окрестности уменьшится. Последнее приведет к уменьшению заселения состояний с $\epsilon > \epsilon_\mu$ или даже к срыву делокализации в этой окрестности. Это, в свою очередь, вызовет перераспределение поля в еще большем объеме. Процесс лавинообразно распространится на весь образец, и проводимость резко упадет. Произойдет почти вертикальный переход $\sigma_M \rightarrow \sigma_D$. Аналогичные рассуждения позволяют объяснить резкость обратного перехода.

Очевидным образом объясняется действие импульсов электрического поля. Пусть в некоторой точке $P(H, E)$ области $D \cap M$ (см. рис.4) проводимость равна $\sigma_D(P)$. Импульс $\Delta E > 0$, смещающий точку вертикально вверх за пределы области $D \cap M$, вызывает переход $\sigma_D \rightarrow \sigma_M$. После прекращения импульса проводимость остается равной σ_M . Аналогично, импульс $\Delta E < 0$ может вызвать переход $\sigma_M \rightarrow \sigma_D$. Минимальные значения $|\Delta E|$ легко оценить с помощью рис.4 (см. вертикальные стрелки на этом рисунке). Эта оценка согласуется с опытом.

Кривые 1 и 2 на рис.3 представляют собой границы устойчивости M - и D -состояний, соответственно. Об этом свидетельствует нарастание флуктуаций при приближении H к H_1 слева или к H_2 справа. Поскольку сами состояния различны, границы их устойчивости, вообще говоря, не должны совпадать. В таком случае должен наблюдаться гистерезис.

В наших образцах при $H = 0$ появление (исчезновение) порога ϵ_μ и перестройка распределения электронов – заселение (опустошение) состояний с $\epsilon > \epsilon_\mu$ происходят практически при одном и том же значении поля: $E = E_c$. Можно предположить, что при $H \neq 0$ эти процессы разнесены по полям. Аргументом в пользу такого предположения может служить следующее соображение. Перестройка распределения происходит в результате перемещения электронов сквозь область локализованных состояний между ϵ_{tr} и ϵ_μ . Эта область в магнитном поле становится для электронов более "труднопроходимой": поле H сжимает волновые функции лежащих под порогом подвижности слабо локализованных состояний. Вероятность прыжка и, следовательно, прыжковая подвижность резко уменьшаются. Перестройка распределения должна, таким образом, запаздывать по отношению к моменту появления или исчезновения ϵ_μ .

Можно поставить вопрос: что происходит при скачкообразном изменении σ на границах гистерезиса: заселение (или опустошение) состояний с $\epsilon > \epsilon_\mu$ (переходы 1 и 2 на рис.1) или появление (исчезновение) самого порога подвижности?

Частичный ответ на этот вопрос дают эксперименты с фоновым излучением. Фоновое излучение перебрасывает электроны из локализованных состояний в свободную зону (переход 3 на рис.4). Затем они захватываются в D -зону (переход 4 на рис.1). Выше было отмечено, что при уменьшении H переход $\sigma_D \rightarrow \sigma_M$ происходит в присутствии фона в поле $H'_2 > H_2$ (см. рис.3), то есть в интервале $H_2 < H < H'_2$ фон создает проводимость σ_M . Это означает, что при $H \leq H'_2$ существует порог ϵ_μ и что фотоэлектроны захватываются в состояния, лежащие выше этого порога. Отсюда можно сделать вывод, что переход $\sigma_D \rightarrow \sigma_M$ в отсутствие фона (то есть при $H = H_2$) также обусловлен заселением состояний, лежащих выше уже существующего в этих полях порога подвижности. Последний при уменьшении H возникает при некотором $H = H_C \geq H'_2$. На проводимости появление порога не сказывается, поскольку в интервале $H_2 < H < H_C$ состояния с $\epsilon > \epsilon_\mu$ в отсутствие фона еще не заселены. (Заметим в этой связи, что по отношению к переходам $D - M$ уменьшение H , как это видно из рис.4, эквивалентно росту E .)

При сравнении результатов, полученных на разных образцах, обнаруживается следующая закономерность. Чем больше проводимость по локализованным состояниям σ_D , тем слабее выражен гистерезис. При этом уменьшается не только перепад значений проводимости (что естественно), но и ширина петли. Это еще раз свидетельствует о влиянии прыжковой подвижности в промежутке $\epsilon_\mu - \epsilon_{tr}$ на кинетику гистерезиса.

Для выяснения характера перехода $\sigma_M \rightarrow \sigma_D$ при $H = H_1$ нужны дальнейшие эксперименты.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 98-02- 16903).

-
1. А.П.Мельников, Ю.А.Гурвич, Л.Н.Шестаков, Е.М.Гершензон, Письма в ЖЭТФ **66**, 232 (1997).
 2. А.П.Мельников, Ю.А.Гурвич, Л.Н.Шестаков, Е.М.Гершензон, Письма в ЖЭТФ **65**, 56 (1997).
 3. Н.Мотт, Э.Дэвис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, М.: Мир, 1982. (Н.Е. Mott and E.A.Davis, *Electron processes in noncrystalline materials*, Clarendon Press. Oxford, 1979).
 4. Yu.A.Gurvich, A.P.Melnikov, L.N.Shestakov, and E.M.Gershenson, Письма в ЖЭТФ **61**, 717 (1995).