

Метод модуляции подвижности носителей заряда в полупроводнике

© В.В. Новиков, Р.Р. Варданян, Э.Е. Пахомов

ЗАО "Авангард-Электроника",
195271 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 2 сентября 1999 г. Принята к печати 23 ноября 1999 г.)

Исследован новый метод модуляции подвижности основных и неосновных носителей заряда в кремнии. Показано, что под воздействием лавинного пробоя локально расположенного $p-n$ -перехода происходит увеличение или уменьшение подвижности носителей заряда в объеме полупроводника в зависимости от ориентации пробиваемого $p-n$ -перехода относительно направления движения носителей заряда.

Модуляция электропроводности кремния под действием локального лавинного пробоя $p-n$ -перехода была исследована в работе [1]. Рассматриваемая структура состояла из $p-n$ -перехода, работающего в режиме лавинного пробоя, и резистора, расположенного на значительном расстоянии от области пробоя (20–100 мкм). Показано, что при пробое $p-n$ -перехода током до 5 мА проводимость резистора увеличивается в 1.5 раза. В работе [1] такая модуляция электропроводности объясняется акустическим переносом генерируемых лавинным пробоем основных носителей заряда в область резистора.

В настоящей работе исследуется модуляция подвижности основных и неосновных носителей заряда в объеме полупроводника под воздействием локального лавинного пробоя $p-n$ -перехода. Рассмотрим структуру, которая была изготовлена из кремния и состояла из центрального $p-n$ -перехода 1 и кольцевого полевого транзистора с n -каналом, охватывающим $p-n$ -переход (рис. 1). Исследовалось влияние лавинного пробоя перехода 1 на подвижность основных носителей заряда в канале полевого транзистора, а также на величину сопротивления канала. Подвижность основных носителей заряда определяли по методу магнитосопротивления. При этом магнитное поле направляли перпендикулярно поверхности образца, определяли сопротивление канала как в отсутствие, так и при наличии магнитного поля. Исследуемая структура имела конфигурацию, похожую на диск Корбино, что исключало возможность появления холловской эдс.

Полученные зависимости подвижности электронов и омического сопротивления канала для одного из образцов представлены на рис. 2. Отметим, что при этом поток электронов направлен от истока S к стоку D (рис. 1) согласно направлению включения источника тока в измерительной цепи с сопротивлением нагрузки R_l . Из рис. 2 следует, что с увеличением тока пробоя перехода 1 подвижность электронов увеличивается и сопротивление канала падает. Это можно объяснить следующим образом. При лавинном пробое $p-n$ -перехода генерируются акустические фононы, которые распространяются по кристаллу. На своем пути акустические фононы увлекают электроны, увеличивая их скорость, а следовательно, подвижность (направление движения фононов совпадает с направлением движения электронов). Этим объясняется и уменьшение сопротивления канала.

Отметим, что наряду с генерацией акустических фононов при лавинном пробое происходит также генерация оптических фотонов. Поглощение фотонов в объеме полупроводника и генерация неравновесных носителей заряда в свою очередь способствует уменьшению сопротивления канала.

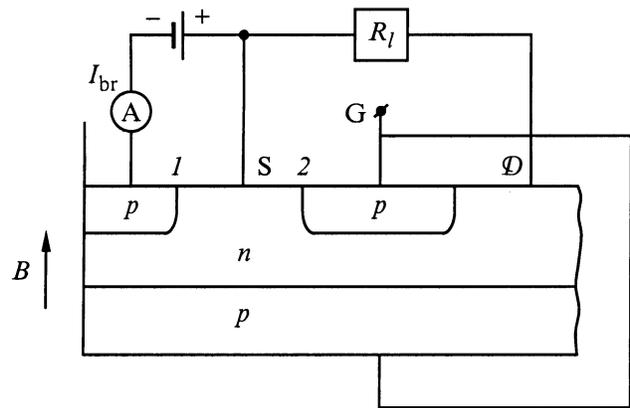


Рис. 1. Структура полевого транзистора и $p-n$ -перехода 1. Стрелкой указано направление магнитного поля B .

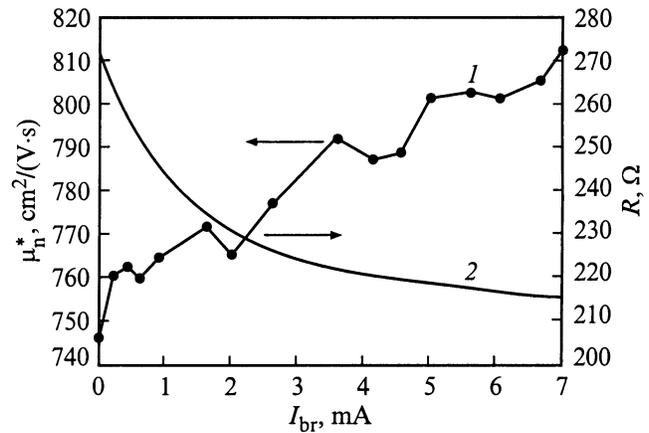


Рис. 2. Зависимости подвижности электронов μ_n^* в канале (1) и сопротивления канала (2) от тока пробоя I_{br} $p-n$ -перехода 1. Направление распространения акустических фононов совпадает с направлением движения электронов.

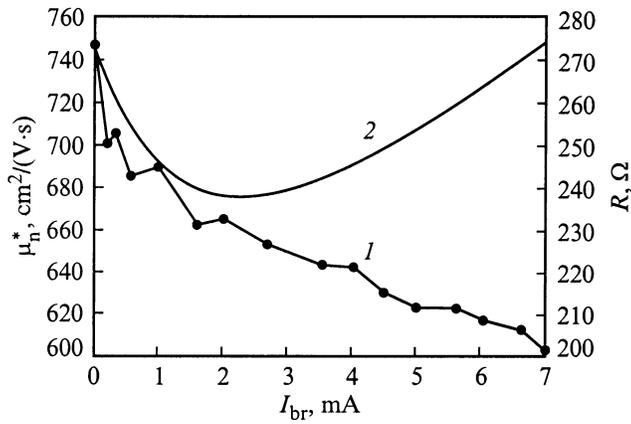


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но движение акустических фононов противоположно относительно движения электронов.

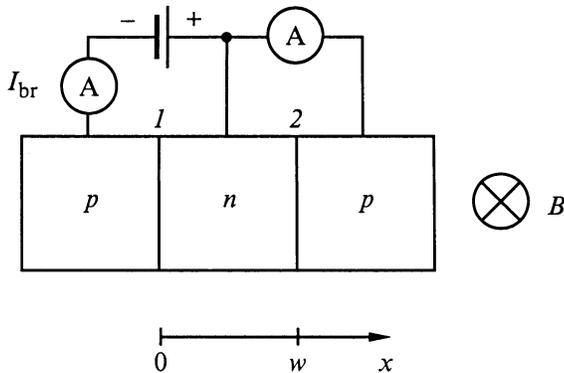


Рис. 4. Одномерная модель исследуемой структуры.

Результаты измерения зависимости подвижности электронов и сопротивления канала от величины тока пробоя перехода I при обратном направлении потока электронов (от стока к истоку) представлены на рис. 3. Видно, что с ростом тока пробоя подвижность уменьшается, а сопротивление канала вначале уменьшается, а затем начинает расти. Уменьшение подвижности объясняется торможением электронов акустическими фононами, которые распространяются в противоположную сторону относительно направления движения электронов. Уменьшение сопротивления на начальной стадии можно объяснить поглощением фотонов и генерацией неравновесных носителей заряда в объеме полупроводника. В дальнейшем, с ростом тока пробоя, сопротивление канала начинает расти, в силу того что процесс уменьшения подвижности начинает играть преобладающую роль. Отметим, что на исследуемых структурах не было обнаружено существенного влияния напряжения смещения затвора G (рис. 1) на процесс модуляции подвижности.

Рассмотрим влияние локального лавинного пробоя p - n -перехода на величину подвижности неосновных носителей заряда в объеме полупроводника. Как известно,

в результате генерации фотонов при лавинном пробое перехода I (рис. 1) и их поглощения в объеме полупроводника создаются неосновные носители заряда, которые разделяются переходом 2 , т.е. образуется так называемый лавинно-генерационный ток [2]. Рассмотрим сначала влияние акустических фононов на лавинно-генерационный ток перехода 2 . Для этого исследуемую структуру, помещенную в магнитное поле B , представим в упрощенном одномерном виде (рис. 4). Под воздействием магнитного поля, вектор индукции которого перпендикулярен направлению потока неосновных носителей заряда, траектория потока искривляется, уменьшается эффективная диффузионная длина, а следовательно, уменьшается и лавинно-генерационный ток [3]. Предположим, что фотоны, генерированные в результате пробоя перехода I , полностью поглощаются в n -слое. Уравнение непрерывности для дырок с учетом влияния магнитного поля запишется в виде [3]

$$\frac{d^2 \Delta P}{dx^2} - \frac{\Delta P}{D^B \tau_p} = -\frac{GK}{D^B} e^{-i\alpha}, \quad (1)$$

где G — интенсивность излучения фотонов, т.е. количество квантов света, проникающих через единицу поверхности в n -область из области пространственного заряда перехода I в единицу времени; K — коэффициент поглощения света.

В выражении (1) коэффициент диффузии D^B равен

$$D^B = \frac{D}{1 + (\mu_p^* B)^2},$$

где μ_p^* — подвижность дырок, B — индукция магнитного поля.

Решая уравнение (1) при граничных условиях

$$\Delta P|_{x=0} = 0, \quad \Delta P|_{x=w} = 0$$

и подставляя решение в выражение для плотности дырочного тока

$$J_p^B = -qD^B(\Delta P/dx),$$

при $Kw > 1$ и $K^2L^2 > 1$ получим

$$J_p^B = \frac{qG}{KL_p^B \operatorname{sh}(w/L_p^B)}, \quad (2)$$

где

$$L_p^B = \frac{L_p}{[1 + (\mu_p^* B)^2]^{1/2}}. \quad (3)$$

Из полученного выражения (2) следует, что отношение значений токов J_p^B (при $B \neq 0$) и J_p (при $B = 0$) не зависит от интенсивности излучения фотонов G . Тогда при изменении величины тока пробоя перехода I , т.е. при изменении интенсивности излучения G , отношение J_p^B/J_p не должно меняться. Однако, как показали экспериментальные исследования, с увеличением тока пробоя перехода I отношение J_p^B/J_p уменьшается. Так, если при значении тока пробоя $I_{br} = 1$ мА отношение

$J_p^B/J_p = 0.991$, то при $I_{br} = 5$ мА оно составляет $J_p^B/J_p = 0.962$ (измерение проводилось при $B = 1.5$ Тл). Это означает, что с увеличением тока пробоя перехода I увеличивается чувствительность структуры к магнитному полю. А это связано с увеличением подвижности неосновных носителей заряда μ_p^* (формула (3)). Такое увеличение подвижности неосновных носителей заряда можно объяснить также увлечением их акустическими фононами.

Авторы благодарят Р.П. Сейсяна за полезную дискуссию при обсуждении данной статьи.

Список литературы

- [1] Ю.П. Кузнецов, В.В. Новиков, Э.Е. Пахомов, В.А. Чецкий. Письма ЖТФ, **15** (5), 88 (1989).
- [2] P.A. Childs. J. Appl. Phys., **55** (12), 4304 (1984).
- [3] Р.Р. Варданыан. Изв. АН АрмССР. Физика, **22** (3), 149 (1987).

Редактор Т.А. Полянская

A method for modulating charge carrier mobility in semiconductors

V.V. Novikov, P.P. Vardanyan, E.E. Pakhomov

Joint-Stock Company "Avangard-Elektronika",
195271 St.Petersburg, Russia