

На основе изложенного можно считать, что в зависимости электропроводности пленок некристаллического GaTe_3 от \dot{E} и T в переходной области BC (рис. 1) имеются признаки проявления многофононной ионизации локальных центров, облегченной полем, в условиях неоднородного распределения последнего.

Что же касается проводимости в последующей предпробойной области CD (рис. 1), то (судя по характеру изменения процессов при переходе из области AB в область BC) не исключено, что она связана с «холодной» ионизацией центров посредством туннелирования электронов и без участия фононов. На такую возможность указывает, в частности, наблюдавшееся ослабление температурной зависимости проводимости с ростом \dot{E} . Признаков ударной ионизации, с которой обычно связывается электроперенос в данных полях [⁷⁻⁹], нам не удалось обнаружить: отсутствовало свойственное ей увеличение I со временем [^{7, 8}], а обработка данных эксперимента по методике, описанной в [⁹], не дала результата, характерного для этого процесса.

Л и т е р а т у р а

- [1] Квасков В. Б., Пароль Н. В., Иофис Н. А., Горбачев В. В. — Обзоры по электрон. техн., сер. 6, Материалы, в. 1 (777). М.: ЦНИИ «Электроника», 1981. 58 с.
- [2] Чеснис А., Огинскас А., Бутинавичюте Э., Лисаускас В., Шикторов Н. — Лит. физ. сб., 1983, т. 23, № 2, с. 46—51.
- [3] Глазов В. М., Айвазов А. А., Зеленев А. В., Вадов Г. И. — ФТП, 1976, т. 10, в. 4, с. 636—640.
- [4] Тимашев С. Ф. — ФТП, 1977, т. 11, в. 7, с. 1437—1438.
- [5] Карпус В., Перель В. И. — Письма ЖЭТФ, 1985, т. 42, в. 10, с. 403—405.
- [6] Гуляев Ю. В., Плесский В. П. — ЖЭТФ, 1976, т. 71, в. 4 (10), с. 1475—1480.
- [7] Allsopp D. Thompson M. J. — J. Phys. D: Appl. Phys., 1976, v. 9, p. 2075—2085.
- [8] Walsh P. J., Thompson M. J. — J. Non-Cryst. Sol., 1980, v. 35-36, p. 1093—1098.
- [9] Бадлуев А. И., Гаман В. И., Минаев В. С. — Изв. вузов СССР, Физика, 1979, № 8, с. 64—71.

Институт физики полупроводников
АН ЛитССР
Вильнюс

Получено 25.12.1986
Принято к печати 5.01.1988

ФТП, том 22, вып. 6, 1988

ИССЛЕДОВАНИЕ СУБНАНОСЕКУНДНОГО ВКЛЮЧЕНИЯ АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ ТИРИСТОРНЫХ СТРУКТУР

Вайнштейн С. Н., Жилиев Ю. В., Левинштейн М. Е.

Недавно в работе [¹] впервые наблюдалось включение $\text{GaAs } p-n-p-n$ -структур с постоянной времени включения $\tau \sim 10^{-10}$ с. Практическая важность эффекта определяется тем, что зарегистрированная величина τ в ~ 50 раз меньше, чем когда-либо наблюдавшееся значение τ в Si-тиристорах. С физической точки зрения наибольший интерес представляет тот факт, что это значение τ в несколько раз меньше, чем $t_{np} = W/v_s$ — время пролета носителями базовых областей тиристорной структуры с максимально возможной скоростью насыщения v_s (W — суммарная толщина баз).

В настоящей работе мы продолжили экспериментальное исследование обнаруженного эффекта.

В полупроводниковых структурах с $p-n$ -переходами известны два типа эффектов, обеспечивающих переключение из состояния с низкой в состояние с высокой проводимостью за время, меньшее пролетного: TRAPATT-переключение [²] и эффект субнаносекундного обострения [³]. Несмотря на то что физические механизмы этих двух эффектов, по-видимому, различны [^{4, 5}], известно, что как TRAPATT-переключение [⁶], так и эффект субнаносекундного обостре-

ния исчезают при достаточно сильном нагреве и (или) освещении структуры [7]. В настоящей работе мы прежде всего исследовали влияние нагрева и освещения на процесс субнаносекундного включения арсенид-галлиевых тиристоров.

Параметры исследованных тиристорных структур аналогичны описанным в [1]. Процесс включения наблюдался в режиме разовых импульсов с помощью осциллографа прямого усиления С7-19 с полосой ~ 6 ГГц. В соответствии с калибровочными экспериментами измерительный тракт позволял наблюдать без искажений перепады напряжения с фронтом ~ 150 пс.

Улучшение по сравнению с [1] параметров измерительной цепи прежде всего позволило установить, что наблюдавшееся в [1] насыщение значений τ при высоких напряжениях переключения на уровне $\tau \sim 10^{-10}$ с обусловлено физикой процесса переключения и не связано с временным разрешением измерительного тракта.

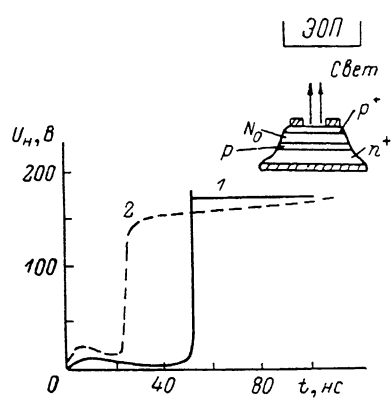
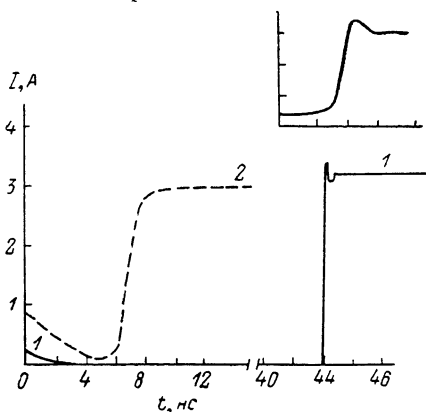


Рис. 1. Динамика нарастания тока при включении тиристора для различных интенсивностей управляющего воздействия.

Рис. 2. Зависимость напряжения U_n на нагрузке от времени при быстром (1) и «медленном» (2) включениях.

Интенсивность светового импульса: 1 — малая, 2 — большая. Слева виден спад фототока, вызванного импульсом лазера. На вставке — кривая фронта субнаносекундного включения, соответствующая кривой 1, выполненная с большим временным разрешением. По горизонтали — 0.5 нс/дел., по вертикали — 1.2 А/дел.

В любой момент времени напряжение на тиристоре $U_T = U_0 - 2U_n$ ($U_0 = 400$ В, $R_n = 50$ Ом). На вставке — схематическое изображение структуры.

Динамика процесса включения сильно зависит от интенсивности управляющего воздействия. В настоящей работе, так же как и в [1], структуры включались импульсом света от GaAs-лазера. На рис. 1 показаны зависимости тока от времени в процессе включения при двух значениях интенсивности светового импульса. Меньшей интенсивности соответствуют большое время задержки и субнаносекундное включение (кривая 1). При достаточно большой интенсивности время нарастания тока скачком увеличивается (кривая 2). При этом длительность фронта включения возрастает в 4—5 раз и становится больше, чем t_{np} . Таким образом, в этом режиме аномальный характер включения исчезает.

Нагрев структуры вплоть до $T = 170$ °С не изменяет динамики включения. По-прежнему при малых интенсивностях света наблюдается субнаносекундное включение с таким же фронтом нарастания тока, при больших интенсивностях — «медленное» наносекундное включение. Нагрев изменяет лишь значения интенсивности света, необходимые для включения структуры.

Освещение тиристорных структур от источников света постоянной интенсивности при любых доступных нам значениях интенсивности также не меняло динамики включения. При использовании импульсного источника света (дополнительный GaAs-лазер мощностью ~ 200 Вт, освещающий структуру на этапе задержки включения) переход субнаносекундного включения в наносекундное наблюдался только при плотности фототока $j \geq 10^2$ А/см². Однако такие значения плотности фототока примерно соответствуют уровню интенсивности света, включающему структуру с наносекундным фронтом и без допол-

гетельной подсветки (рис. 1, кривая 2). Заметим, что для исчезновения эффекта обострения в Si p - n -структурах и переключения в режиме TRAPATT достаточно плотности тока утечки $\sim 10^2$ А/см², на 4 порядка меньшей.

Качественно иная реакция на нагрев и подсветку указывает, по-видимому, на то, что эффект аномально быстрого включения тиристоров не сводится к физическим механизмам, ответственным за эффекты TRAPATT-переключения и обострения в Si p - n -структурах.

Наличие «окна», через которое осуществляется включение структуры (см. вставку на рис. 2), позволило с помощью трехкаскадного времяанализирующего ЭОП'а наблюдать пространственное распределение света, излучаемого структурой в процессе включения.

При «медленном» включении (рис. 1, кривая 2) характерный размер области первоначального включения (ОПВ) составляет ~ 200 мкм. Такие размеры ОПВ обычны для Si-тиристоров.

При быстром, субнаносекундном включении (рис. 1, кривая 1) характерный размер ОПВ, наблюдаемый на экране ЭОП'а в течение ≤ 5 нс, не превышает ~ 20 мкм. При этом яркость свечения ОПВ существенно выше, чем в первом случае. По прошествии времени $t_0 \sim 5$ нс (время t_0 определяется нестабильностью включения тиристорной структуры — jitter-эффект) яркое свечение из области с диаметром $d \sim 20$ мкм исчезает. При $t > t_0$ свечение наблюдается из области размером ≥ 200 мкм.

Отметим, что размер ОПВ $d \sim 20$ мкм является оценкой сверху и определяется пространственным разрешением оптической схемы. В действительности размер ОПВ при быстром включении может быть и гораздо меньше. Однако даже величина $d \sim 20$ мкм соответствует размеру ОПВ, существенно меньшему (в ≈ 3 раза), чем суммарная толщина баз тиристорной структуры. Такая ситуация при включении тиристорной структуры, насколько нам известно, наблюдается впервые. При любых как диффузионных, так и полевых механизмах включения размер ОПВ всегда больше (порядка) суммарной толщины баз.

Заметим далее, что значению $d \sim 20$ мкм и амплитуде тока $I \sim 3$ А (рис. 2) соответствует плотность тока в канале включения $j \sim 10^6$ А/см². При «медленном» включении плотность тока в ОПВ на 2 порядка меньше. Если бы механизм субнаносекундного и «медленного» включения был, хотя бы качественно, одинаков, следовало бы ожидать, что меньшей плотности тока будет соответствовать и меньшее падение напряжения на тиристоре. Между тем из рис. 2 ясно, что в действительности реализуется обратная ситуация.

При «медленном» включении напряжение на тиристоре в конце фронта нарастания тока относительно велико и продолжает уменьшаться в течение нескольких десятков наносекунд (кривая 2). Напротив, при быстром включении напряжение на тиристоре в конце фронта при $j \sim 10^6$ А/см² оказывается меньше, чем в конце фронта «медленного» включения (при $j \sim 10^4$ А/см²). Это обстоятельство свидетельствует о значительно более глубокой модуляции баз тиристора неравновесными носителями при быстром включении.

Чрезвычайно малый размер первоначального канала включения, высокая плотность неравновесных носителей в канале, очень малое время переключения и иные, чем в случае TRAPATT-переключения и субнаносекундного обострения, зависимости от температуры и освещения указывают, возможно, на стримерный [8] характер субнаносекундного включения GaAs-тиристоров. Действительно, для стримерного переключения, как хорошо известно, характерны малый диаметр проводящего канала (порядка нескольких микрометров), очень высокая скорость распространения фронта ударной ионизации (вплоть до 3×10^9 см/с) и высокая концентрация свободных носителей в канале ($\geq 10^{19}$ см⁻³).

Авторы искренне признательны В. В. Россину за внимание к работе и ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

- [1] Беляева О. А., Вайнштейн С. Н., Жилиев Ю. В., Левинштейн М. Е., Челноков В. Е. — Письма ЖТФ, 1986, т. 12, в. 15, с. 925—928.
- [2] Johnston R. L., Schfetter D. L. — IEEE Trans. Electron. Dev., 1969, v. ED-16, p. 905—914.
- [3] Грехов И. В., Кардо-Сысоев А. Ф. — Письма ЖТФ, 1979, т. 5, в. 19, с. 950—953.

- [4] Биленко Ю. Д., Левинштейн М. Е., Попова М. В., Юферев В. С. — ФТП, 1983, т. 17, в. 10, с. 1812—1816.
 [5] Биленко Ю. Д., Левинштейн М. Е., Юферев В. С. — ФТП, 1986, т. 20, в. 4, с. 776.
 [6] Wierich R. L. — Electron. Lett., 1974, v. 7, N 8, p. 189—191.
 [7] Грехов И. В., Кардо-Сысоев А. Ф., Костина Л. С., Шендерей С. В. — ЖТФ, 1981, т. 51, в. 8, с. 1709—1711.
 [8] Грибковский В. П. — В кн.: Тез. докл. X Всес. конф. по физике полупроводников. Минск, 1985, ч. 1, с. 13—15.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР
 Ленинград

Получено 29.07.1987
 Принято к печати 8.01.1988

ФТП, том 22, вып. 6, 1988

МЕХАНИЗМ ОТЖИГА РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ ОБЛАСТЕЙ В КРЕМНИИ

Васильев А. В., Михнович В. В., Смагулова С. А.

Разупорядоченная область (РО) в кремнии является сложным дефектом, в поведении которого остается еще много неясного [1]. Одна из особенностей РО состоит в том, что отжиг дивакансий, составляющих ядро РО, происходит в широком температурном интервале и сдвинут в сторону более низких температур по сравнению с отжигом изолированных дивакансий в матрице кристалла [2, 3]. Это приводит соответственно к размытию и сдвигу к более низким температурам стадий изменения электрофизических характеристик при отжиге, в частности времени жизни неравновесных носителей заряда τ , обусловленного рекомбинацией на дивакансиях.

В данной работе рассматривается характер изменений параметра τ при отжиге дивакансий, локализованных в РО.

Качественно сдвиг температуры отжига объясняется в предположении зависимости эффективной энергии активации распада дивакансий E_W^* от механических напряжений внутри РО. Следствием механических напряжений является существование некоторого среднего гидростатического давления P . Мы полагаем, что $E_W^* \approx E_W + P(r)v$, где E_W — энергия активации распада изолированной дивакансии, v — объем дивакансии, расстояние r отсчитывается от центра РО. Один из возможных механизмов возникновения давления в РО рассмотрен в [4], там же получено выражение для $P(r)$.

Оценим сдвиг температуры $\delta T_{\text{отж}}$ дивакансий. Представив скорость распада дивакансий в виде закона Аррениуса, найдем

$$\delta T_{\text{отж}} = T_1 - T_2 = -T_1 \frac{P(r)v}{E_W},$$

где T_1 и T_2 — температуры распада изолированной дивакансии и дивакансии в РО соответственно. Полагая $T_1 \approx 550$ К, $E_W \approx 1.5$ эВ [5] и ковалентный радиус дивакансии r_W равным двум ковалентным радиусам вакансий $r_V \approx 2 \text{ \AA}$, получим оценку $\delta T_{\text{отж}}(r=0) \approx 140$ К (согласно результатам [4], $P(r=0) = -2 \cdot 10^5$ н/см²). С увеличением r $\delta T_{\text{отж}}(r)$ уменьшается, так как уменьшается $P(r)$ [4]. При рассмотрении изменений электрофизических характеристик в процессе отжига нужно проводить соответствующее усреднение по объему РО.

Для количественного описания изменений при изохронном отжиге величины τ вследствие распада дивакансий необходимо рассмотреть кинетику отжига, учитывающую распад дивакансий, диффузию и дрейф вакансий, образующихся в результате распада дивакансий, а также образование дивакансий в более периферийных областях РО [где $T_{\text{отж}}(r)$ больше] и образование А- и Е-центров (мы рассматриваем кремний n -типа). Сделаем некоторые упрощения.