

лаждения. Проведенные нами оценки на основе анализа рассчитанной (для ряда режимов) динамики температурного поля при известной окончательной толщине фазы [4] и скорости ее релаксации (1) показывают, что в процессе лазерного воздействия фазовый переход в *InSb* может происходить до глубины более 1000 Å.

В заключение следует отметить зависимость N_{max} от W (рис. 2, в). Ранее [2-4] предполагалось, что установленный фазовый неравновесный переход стимулируется генерацией большого количества неравновесных носителей заряда. По результатам расчетов, снижение температуры позволяет достигать больших значений N_{max} особенно для среды жидкого азота. Это объясняется тем, что со снижением начальной температуры и с теплоотводом в среду (жидкий азот) снижается темп нагрева полупроводника и до наступления плавления, ограничивающего N_{max} , можно достигать больших концентраций носителей заряда. Хотя для $T = 77-200$ К данный эффект незначителен, однако в случае жидкого азота увеличение N_{max} существенно по сравнению с традиционными (300 К) условиями (рис. 2, в).

Л и т е р а т у р а

- [1] Громов Г.Г., Руденко К.В., Уфимцев В.Б. - ЖТФ, 1986, т. 56, № 10, с. 1998-2000.
- [2] Руденко К.В., Жук С.В., Громов Г.Г. - ФТП, 1987, т. 21, № 10, с. 1750-1755.
- [3] Громов Г.Г., Руденко К.В., Уфимцев В.Б. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 16, с. 998-1001.
- [4] Громов Г.Г., Капаев В.В., Капаев Ю.В., Руденко К.В. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46, № 3, с. 119-121.

Московский институт
тонкой химической
технологии им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
28 декабря 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6

26 марта 1988 г.

О ПРОЦЕССАХ ПЕРЕНОСА В АКТИВИРОВАННОЙ ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

А.Е. Погорелов, В.М. Тышкевич

Плотность тока электронов из катода складывается из электронов, выбитых положительными ионами и электронов, освобожденных из катода при фотоэффекте. Причем плотность тока электронов, обеспечиваемая положительными ионами газа, зависит от скорости дрейфа ионов U_p и их концентрации n_p [1]:

$$j_p = e_0 U_p n_p.$$

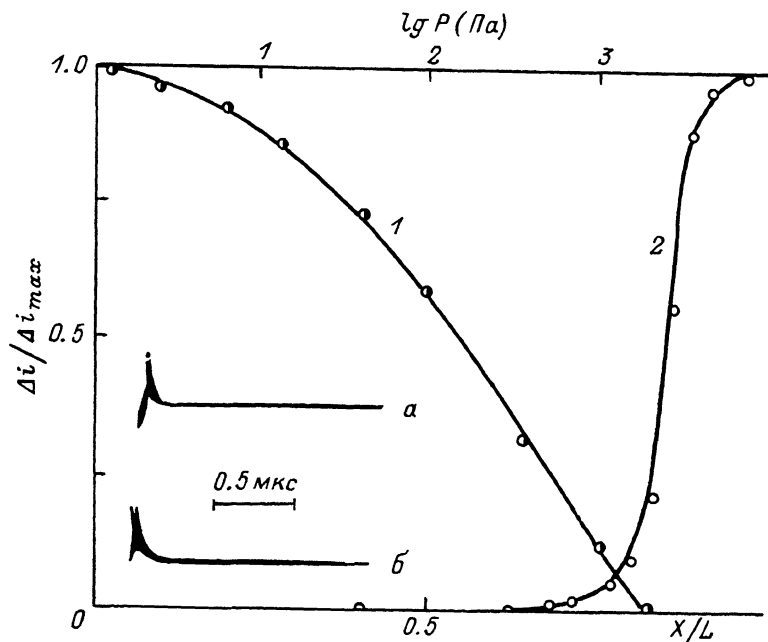


Рис. 1. Изменение катодного тока $\frac{\Delta i}{\Delta i_{max}}$ в зависимости от: 1 - давления газа, 2 - расстояния (x) активированного объема от поверхности катода (L - расстояние между анодом и катодом).

Эмиссию электронов можно увеличить, создавая дополнительное количество ионов в газоразрядном промежутке. В области отрицательного свечения ионизированный газ представляет собой почти квазинейтральную плазму, в которой роль возникающих и диффундирующих в катодное темное пространство ионов для поддержания тлеющего разряда невелика. Поэтому необходимый эффект может быть достигнут в области, где имеет место предшествующее ионизации возбуждение газа, т. е. между катодом и границей отрицательного свечения.

Дополнительные ионы в указанной области создавали с помощью излучения ОКГ, за счет многофотонной ионизации [2] предварительно возбужденных атомов газа, либо путем инжекции ионов при распылении донорной мишени.

Эксперименты проводили с аргонной плазмой (напряжение в разрядном промежутке - 700 В, ток - 3 мА/см²) тлеющего разряда, который возбуждался в камере с окном для ввода лазерного излучения. Использовали лазер, работающий в режиме модулированной добротности с $\tau_k = 5 \cdot 10^{-8}$ с. Изменение тока Δi , возникающее вследствие введения дополнительных ионов, регистрировали с помощью запоминающего осциллографа по изменению падения напряже-

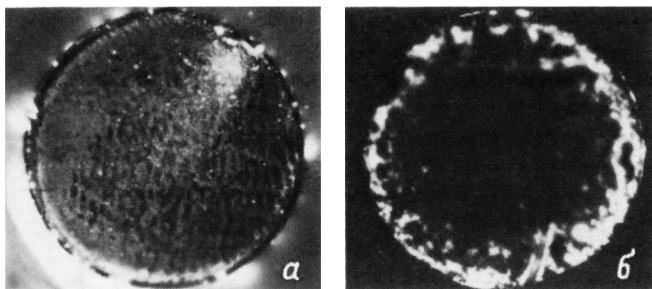


Рис. 2. Авторадиограммы поверхности образцов (катода) после: а – комбинированного воздействия, б – обработки только в плазме тлеющего разряда.

ния на сопротивлении (75 Ом), включенном в цепи катода из армо-железа. Излучение ОКГ концентрировали в выбранной области разрядного промежутка при помощи линзы с $f = 10$ см. Плотность энергии в фокальном объеме превышала 0.2 Дж/см³, что создавало благоприятные условия для многофотонной ионизации.

На рис. 1 приведено относительное изменение катодного тока в зависимости от давления газа в камере (1) и расположения активированного лазером объема относительно поверхности катода (2). Там же приведена осциллограмма, характеризующая падение напряжения на катодной нагрузке (а) в результате воздействия импульса ОКГ, сопоставленная с формой импульса излучения ОКГ, зарегистрированного с помощью фотоэлектронного умножителя ФК-20 (б).

В случае инъекции ионов из донорской мишени последнюю изготавливали из радиоактивного ^{185}W и располагали вблизи катода, предотвратив прямое попадание материала мишени на катод. Инъекцию ионов осуществляли в область между катодом и границей отрицательного свечения, что на рис. 1 соответствует области $\frac{x}{L}$ с максимальным отношением $\frac{\Delta i}{\Delta i_{max}}$. С этой целью излучения ОКГ

фокусировали непосредственные на поверхность мишени при плотности мощности в области взаимодействия $q \sim 10^9$ Вт/см². Разряд в камере включали только на период лазерного воздействия на мишень.

Результаты авторадиографических исследований поверхности образца (катода) после 25 циклов обработки предоставлен на рис. 2, а, на котором также приведена авторадиограмма (рис. 2, б), полученная с поверхности образца из армо-железа, обработанного лишь в плазме тлеющего разряда ($A_{r+5}^{85}\text{Kr}$) в течение 1 мин. Из сопоставления приведенных авторадиограмм следует, что при взаимодействии ионов распыленного излучением ОКГ ^{185}W с плазмой тлеющего разряда их последующий перенос на поверхность катода происходит аналогично переносу ^{85}Kr .

Таким образом, фотон-ионное взаимодействие приводит к дополнительной ионизации газа, находящегося в состоянии аномального тлеющего разряда, а также вызывает перенос инжектированных в разряд чужеродных ионов на катод.

Л и т е р а т у р а

- [1] Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 544 с.
- [2] Бебб Х., Голд А. Многофотонная ионизация атомов водорода и благородных газов. – В кн.: Действие лазерного излучения / Под ред. Ю.П. Райзера. М.: Мир, 1968, с. 85–130.

Институт металлофизики
АН УССР,
Киев

Поступило в Редакцию
15 июня 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6

26 марта 1988 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ ИЗОЛИРОВАННЫХ ДОМЕНОВ ДИНАМИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

К.И. Лукаш, В.Г. Показаньев, Ю.И. Ялышев

Исследования структуры доменных границ (ДГ) в пленках с одноосной перпендикулярной анизотропией в настоящее время стимулируются перспективой создания ЗУ на вертикальных блоховских линиях (ВБЛ). Для реализации ЗУ необходимо решить физическую задачу определения структуры ДГ, т. е. зарегистрировать в ней блоховские линии, а также уметь определять поляризацию свободных от них участков ДГ (т. е. ориентацию намагниченности в центре ДГ). В разрабатываемой схеме ЗУ на ВБЛ исходным является хиральный (не содержащий ВБЛ) страйп, в котором генерируется ВБЛ [1]. При этом для контролируемой генерации ВБЛ необходимо знать хиральность исходного страйпа. В частности, для генерации ВБЛ плоскостным полем необходимо, чтобы определяемая хиральностью поляризация ДГ в области генерации была противоположна направлению импульсного плоскостного поля.

Непосредственно наблюдать такую структуру ДГ подобно тому, как это делается в материалах типа ЖИГ [2], в ЦМД-пленках не представляется возможным. Единственным, по-видимому, выходом являются косвенные динамические методы, требующие адекватной интерпретации. В данной работе для идентификации состояния изолированных доменов применяется метод динамической визуализации элементов структуры ДГ (ВБЛ и ГБЛ – горизонтальных блоховских линий), а также резонансный метод. Колебания ДГ наблюдались в микроскоп, спектры малых колебаний ДГ в области частот 1–100 МГц