

ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ОСВЕЩЕННОЙ ПТДП-СТРУКТУРЕ

В.А. Манассон, Г.П. Комиссаров,
Э.М. Шустер

Фоточувствительные структуры полупроводник-тонкий диэлектрик-полупроводник (ПТДП) представляют интерес в связи с реализацией в них механизма внутреннего усиления фототока [1, 2], впервые описанного в [3] и связанного с модуляцией электронной составляющей тока, вызванной накоплением на границе полупроводник-диэлектрик фотогенерированных дырок.

В настоящем сообщении представлены результаты исследования токовой неустойчивости, обнаруженной в структурах типа In_2O_3 -тонкий диэлектрик- nSi , обладающих ярко выраженным эффектом усиления фототока [2, 4]. Колебания возникали в электрической цепи, содержащей источник постоянного напряжения $U_{пит}$, сопротивление нагрузки R_H и исследуемую структуру. Кроме структуры цепь не содержала никаких других реактивных элементов.

Структуры создавались на основе электронного кремния с удельным сопротивлением 4.5-40 Ом·см. Омический контакт к тыльной стороне выполнялся в виде $n-p^+$ -перехода путем диффузии фосфора или эпитаксии. Прозрачный затвор представлял собой слой широкозонного вырожденного полупроводника In_2O_3 . В качестве тонкого диэлектрика использовались слои из различных материалов (SiO_2 , $\alpha-Si:H$, Ga_2O_3), приготовленных разными способами. Толщина диэлектрика варьировалась от 40 до 1000 Å. Закономерности, связанные с возбуждением колебаний, для структур с разными диэлектриками носили одинаковый характер, а параметры колебаний носили лишь количественное различие.

При малых значениях R_H стационарная вольт-амперная характеристика (ВАХ) была устойчивой. Из рис. 1, а видно, что она не содержит участков с отрицательной дифференциальной проводимостью во всем исследованном диапазоне освещенностей. Автоколебания возникали при достаточно больших значениях R_H , тем больших, чем ниже был уровень освещенности.

Период колебаний T зависел от освещенности, напряжения на структуре U и величины R_H . Характер этих зависимостей виден из рис. 1, б. При уменьшении освещенности и увеличении напряжения T возрастал. Зависимость T от R_H была такова, что при фиксированном напряжении на структуре T возрастал с ростом R_H , а при фиксированном напряжении источника питания $U_{пит}$ зависимость T от R_H была обратной. Диапазон напряжений U , при которых возникали автоколебания, был ограничен с двух сторон. На краях этого диапазона форма колебаний была близкой к синусоидальной, амплитуда модулировалась случайным образом, а колебания носили неустойчивый характер. В остальной части диапазона колебания

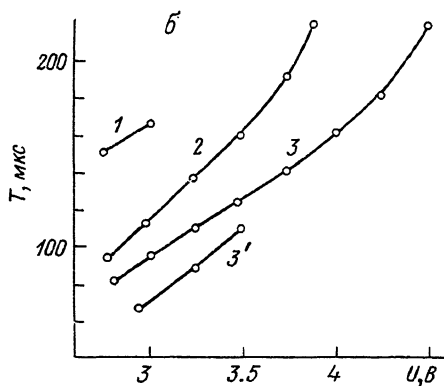
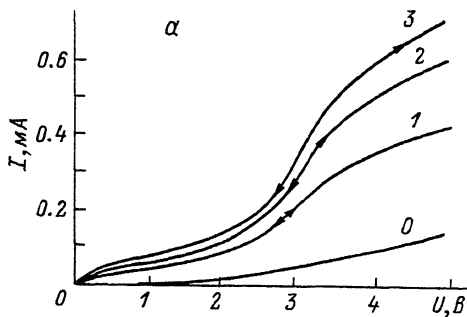


Рис. 1. а - стационарные ВАХ освещенной структуры, $R_H = 10 \text{ Ом}$. Области существования устойчивых колебаний при $R_H = 22 \text{ кОм}$ обозначены жирными отрезками со стрелками на концах. б - зависимости периода колебаний T от напряжения U на структуре. Для кривой $3'$ $R_H = 11 \text{ кОм}$, для остальных $R_H = 22 \text{ кОм}$. Для обоих рисунков кривые 0, 1, 2, 3 соответствуют световым потокам 0, 1.5, 3, $4.5 \cdot 10^{14}$ квант/с.

были устойчивыми и характеризовались формой, показанной на рис. 2, а. Длительность первой фазы (уменьшение тока) в меньшей степени подвергалась влиянию внешних факторов (напряжения, освещенности, R_H) и была короче, чем длительность второй фазы (возрастание тока). При определенных условиях во второй фазе наблюдался участок, где ток возрастал со временем по закону, близкому к линейному.

Прежде, чем приступить к обсуждению модели возникновения автоколебаний, заметим, что область устойчивых колебаний приходится на участок напряжений, где происходит переход от быстрого возрастания тока с напряжением к насыщению тока (см. рис. 1, а), т.е. в условиях реализации частичного обеднения поверхности полупроводника носителями заряда.

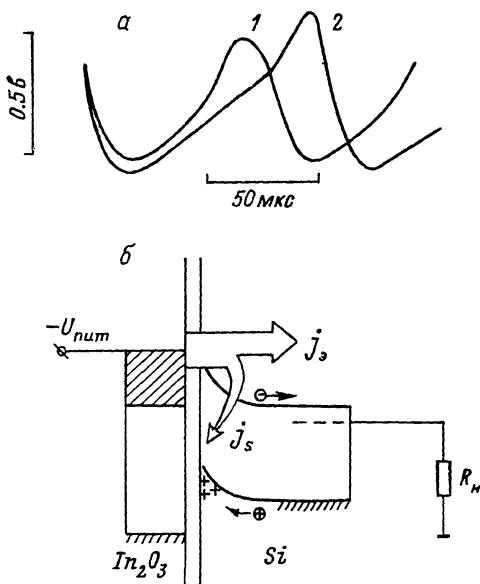


Рис. 2. а - зависимость напряжения на нагрузке от времени. Напряжение питания $U_{пит} = 7.2$ В, световой поток $5 \cdot 10^{14}$ квант/с. Для кривых 1 и 2 R_H составляло величину 10 и 7 кОм соответственно. б - зонная диаграмма гетероструктуры. j_s' - часть потока инжектированных электронов, отвечающая для нейтрализации избыточного заряда дырок.

Для объяснения результатов обратимся к зонной диаграмме гетероструктуры, показанной на рис. 2, б. Напряжение источника питания $U_{пит}$ распределяется между сопротивлением нагрузки U_R , областью пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника $U_{ОПЗ}$ и диэлектриком U_d . Сопротивление квазинейтральных областей структуры входит в R_H . Ввиду того, что емкость диэлектрика существенно превышает барьерную емкость ОПЗ, последней можно пренебречь. При освещении структуры фотогенерированные дырки частично рекомбинируют в объеме, в ОПЗ и на поверхностных состояниях, а частично накапливаются на границе полупроводник-диэлектрик. Переходам дырок из полупроводника в In_2O_3 препятствует широкая запрещенная зона последнего. Накопление дырок у границы приводит к перераспределению напряжения между ОПЗ и диэлектриком. U_d возрастает, что приводит к возрастанию электронного тока через структуру.

Рассмотрим устойчивость структуры относительно малой флуктуации заряда на границе полупроводник-диэлектрик. Пусть в начальный момент времени заряд $+q$ скачком возрастает на величину Δq . Тогда для сохранения электронейтральности часть электронов,

инжектированных из $I_{n_2} O_3$, устремится в область флуктуации заряда. Это приведет к снижению полного тока I в электрической цепи и уменьшению напряжения на нагрузке U_R . Соответственно возрастет напряжение U на структуре. Причем вследствие большой емкости диэлектрика C_g в начальный момент весь прирост напряжения ΔU пойдет на увеличение U_{OP3} . При увеличении U_{OP3} уменьшается скорость рекомбинации дырок и заряд q возрастает. Таким образом, структура оказывается неустойчивой относительно малых флуктуаций Δq . Возникшая положительная обратная связь приведет к лавинообразному уменьшению тока I . Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока структура не перейдет в состояние сильного обеднения, после чего прекращается возрастание поверхностной концентрации дырок. С этого момента начинается вторая фаза колебаний, во время которой напряжение на диэлектрике возрастает по закону, приближенно описываемому выражением:

$$U_g(t) = U(t) [1 - \exp(-t/\tau)],$$

где $\tau = RC_g$ - постоянная времени. Величина R в сильной степени определяется проводимостью ОПЗ и носит нелинейный характер. Увеличение U_g вызывает рост электронной составляющей тока через структуру I_g , которая в условиях усиления фототока вносит основной вклад в полный ток I . Нелинейность R приводит к тому, что постоянная времени τ зависит от фазы колебаний, уменьшаясь к концу периода колебаний. При этом $U_g(t)$ имеет тенденцию к спрямлению. К спрямлению зависимости $I(t)$ может также приводить сверхлинейная зависимость $I_g(U_g)$.

Проводимость ОПЗ сильно зависит от освещенности и напряжения на структуре. Так, рост освещенности или уменьшение U должно приводить к уменьшению величины R , а следовательно и к уменьшению T , что и наблюдается на эксперименте. При поддержании фиксированного напряжения питания $U_{пит}$ увеличение R_H приводит к понижению U , что также приводит к уменьшению T .

Таким образом, предложенная модель качественно описывает основные закономерности, выявленные при исследовании автоколебаний. Эта модель также предсказывает индуктивный характер импеданса структуры в условиях, когда электронная составляющая тока I_g отстает по фазе от напряжения на структуре U , что также было обнаружено при исследовании полной проводимости структур в условиях освещения в частотном диапазоне 300-20000 Гц. Величина индуктивности при этом достигала значений порядка единиц Генри.

Л и т е р а т у р а

- [1] В у л ь А.Я., Д и д е й к и н А.Т., З и н ч и к Ю.С., С а н и н К.В., С а ч е н к о А.В. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 9. С. 520-524.

- [2] Манассон В.А., Баранюк В.Б., Товстюк К.Д. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 6. С. 1047-1050.
- [3] Green M.A., Shewchun J. // Sol. St. Electron. 1974. V. 17. P. 349-365.
- [4] Манассон В.А., Баранюк В.Б., Товстюк К.Д. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 13. С. 769-771.

Поступило в Редакцию
4 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 1
04; 06.2

12 января 1989 г.

УПРАВЛЕНИЕ РЕЖИМАМИ СВЧ ВАКУУМНО-ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ СТРУКТУР МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

Ю.В. Гуляев, Р.К. Яфаров

Сущность методов вакуумно-плазменной обработки (ВПО) материалов, в частности, СВЧ ВПО в магнитном поле, состоит в активации молекул инертных или химически активных газов. Активация частиц плазмы связана с различными процессами взаимодействия между ними. Наиболее важными являются процессы ионизации и рекомбинации. В стационарном состоянии скорости этих процессов равны, а концентрации электронов и ионов не изменяются. Аналогичная ситуация наблюдается для процессов возбуждения и возвращения в исходное состояние молекул или атомов, которые сопровождаются поглощением и испусканием излучения. При низких температурах (до 10^5 К) в слабоионизованной плазме основную роль играет дискретное излучение. Так, например, для хлора характерны излучения на длинах волн 741.4 нм, 725.6 нм и др. Концентрации заряженных и возбужденных частиц того или иного химического элемента, который играет активную роль в процессе вакуумно-плазменной обработки, можно определить путем регистрации плотности токов из камеры генерации плазмы и интенсивности излучения плазмы на заданных длинах волн. В настоящей работе показано, что этими концентрациями частиц при СВЧ плазменной обработке можно управлять, т.е. можно управлять режимами обработки материалов, которые благодаря использованию внешнего магнитного поля обладают большей свободой управления и возможностями оптимизации, по сравнению с традиционными методами обработки плазмой ВЧ разряда [1].

При СВЧ плазменной обработке в отсутствие магнитного поля зависимость извлекаемого тока от давления имеет максимум при давлении 1 Па (рис. 1, а). Это давление на 1-2 порядка больше, а величины токов при этом на 2-3 порядка меньше, чем в случаях с приложением внешнего магнитного поля (рис. 1, б). В сильных