

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПЛОТНОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ, ОПРЕДЕЛЕННАЯ С ПОМОЩЬЮ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЕМКОСТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Г. Гулямов, Н.Ю. Шармбаев

Наманганский инженерно-педагогический институт

Узбекистан

Поступила в редакцию 15.03.2010

Проанализирована кинетика процесса перезарядки поверхностных состояний, границы раздела полупроводник-диэлектрик, показано, что экспериментальный сплошной спектр плотности поверхностных состояний (ППС), при низких температурах превращается в дискретный энергетический спектр. Такая температурная зависимость обусловлена тем, что производная по энергии от вероятности опустошения поверхностных состояний, при низких температурах превращается в дельта-функцию Дирака. Предложена математическая модель, описывающая ППС, определенная по нестационарной спектроскопии глубоких уровней. Показано, что численный эксперимент, с использованием экспериментальных значений сплошной ППС, дает возможность рассчитать дискретный спектр ППС.

Предложенная методика определения низкотемпературной ППС увеличивает разрешающую способность нестационарной спектроскопии поверхностных уровней и релаксационных методов измерения энергетического спектра плотности состояний.

Ключевые слова: граница раздела полупроводник-диэлектрик, плотность поверхностных состояний, тепловая генерация неравновесных носителей заряда, релаксационные методы измерения энергетического спектра, статистика Шокли-Рида-Холла, дельта-функция Дирака, спектроскопия поверхностных уровней, дискретные поверхностные состояния, МОП-структура, Al-SiO₂-Si.

Проаналізовано кінетику процесу перезарядження поверхневих станів, границі розподілу напівпровідник-діелектрик, показано, що експериментальний суцільний спектр щільності поверхневих станів (ЩПС), при низьких температурах перетворюється в дискретний енергетичний спектр. Така температурна залежність зумовлена тим, що похідна по енергії від ймовірності спустошення поверхневих станів, при низьких температурах перетворюється в дельта-функцію Дірака. Запропоновано математичну модель що описує ЩПС визначену за нестационарною спектроскопією глибоких рівнів. Показано, що числовий експеримент, з використанням експериментальних значень суцільної ЩПС, дає можливість розрахувати дискретний спектр ЩПС.

Запропонована методика визначення низкотемпературної ЩПС збільшує розподільчу здатність нестационарної спектроскопії поверхневих рівнів і релаксаційних методів виміру енергетичного спектра щільності станів.

Ключові слова: границя розподілу напівпровідника-діелектрика, щільність поверхневих станів, теплова генерація нерівноважних носіїв заряду, релаксаційні методи виміру енергетичного спектра, статистика Шоклі-Ріда-Хола, дельта-функція Дірака, спектроскопія поверхневих рівнів, дискретні поверхневі стани, МОП-структура, Al-SiO₂-Si.

The Analyses kinetics of the process recharge surface conditions, borders of the section semiconductor-insulator, is shown that experimental utter spectrum to density of the surface conditions (DSS), under low temperature changes in discrete energy spectrum. Such warm-up dependency is conditioned that that derivative on energy from probability of the havoc of the surface conditions, under low temperature changes in delta-function Dirac. It is offered mathematical model describing DSS determined on нестационарної спектроскопії deep level. It Is Shown that numerical experiment, with use of experimental importance's utter DSS, enables to calculate the discrete spectrum DSS.

The Offered methods of the determination низкотемпературної DSS enlarges the allowing ability an transient spectroscopy of the surface stats and relaxation methods of the measurement of the energy spectrum to density of the conditions.

Keywords: boundary of the section semiconductor-insulator, density of the surface stats, thermal generation an equilibrium carriers of the charge, relaxation methods of the measurement of the energy spectrum, statistics Shockley-Rid-Hall, a delta-function Dirac, spectroscopy surface level, discrete surface stats, MOS-structure, Al-SiO₂-Si.

ВВЕДЕНИЕ

В нестационарной емкостной спектроскопии поверхностных состояний используется энергетическая зависимость вероятности генерации электронов с поверхностных состояний на разных температурах [1, 2]. При низких температурах релаксационные процессы резко замедляются за счет уменьшения вероятности тепловой генерации электронов с поверхностных состояний [1, 2]. Это обстоятельство затрудняет экспериментальное определение плотности поверхностных состояний (ППС) на границе раздела полупроводник-диэлектрик. Моделирование процессов перезарядки поверхностных состояний с помощью численных экспериментов, с использованием экспериментальных значений ППС, полученные при высоких температурах, дает возможность определить дискретный спектр ППС.

Целью данной работы является исследование влияния температуры образца на результаты обработки экспериментальных данных и совершенствование методики определения ППС при низких температурах.

ОПУСТОШЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ ТЕРМИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Рассмотрим процесс термической генерации электронов с поверхностных состояний. Пусть в момент $t = 0$ с поверхности границы раздела полупроводник-диэлектрик полностью уходят все свободные электроны. Тогда с поверхностных состояний N_{ss} захваченные электроны начинают постепенно освобождаться за счет термической генерации. Расчет процесса перезарядки поверхностных состояний требует применения статистики Шокли-Рида-Холла. Для упрощения расчетов ППС используется идеализированная модель. Согласно этой модели, предполагается, что за время t после ухода свободных электронов с исследуемой поверхности, за счет тепловой генерации электронов с ППС все состояния между E_c и E_1 полностью освобождаются. Состояния с энергиями меньше E_1 полностью заполнены электронами [1, 2, 3]. Это предположение, которое существенно упрощает дальнейшие расчеты, вообще говоря, является не совсем корректным. Ясно, что в любой

момент времени, при конечных температурах, всегда имеются пустые состояния ниже указанной границы E_1 и заполненные состояния выше этой энергии.

Спустя время t после ухода свободного заряда с границы раздела, вероятность опустошения уровня с энергией E имеет следующий вид [1, 2]:

$$\rho(E) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau(E)}\right). \quad (1)$$

Здесь $\tau(E)$ определяется квантовыми процессами перехода между локализованными поверхностными состояниями и зоной проводимости [4]. При обработке результатов измерений часто используется следующее выражение

$$\tau(E, T, t) = \tau_0 \exp\left(\frac{E}{kT}\right), \quad (2)$$

где $\tau_0 = \frac{1}{\gamma_n N_c}$.

Из (1) и (2) получим следующее выражение для вероятности опустошения уровня с энергией E

$$\rho(E, T, t) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_0} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)\right).$$

При низких температурах график зависимости функции $\rho(E, T, t)$ от энергии для каждой заданной t имеет ступенчатый вид. Это обстоятельство широко используется при определении ППС границы раздела полупроводник-диэлектрик [1, 2]. Повышение температуры приводит к искажению формы $\rho(E, T, t)$ и отклонению ее от идеальной ступеньки. При конечной температуре нет четкой границы между заполненными и пустыми поверхностными состояниями. В этом случае, справедливость использования идеализированной модели для описания процесса тепловой генерации электронов из поверхностных состояний в зону проводимости априори неизвестно. Поэтому, следует более строго обосновать применимость идеализированной модели при высоких температурах. Таким образом, требуется проведение дальнейших исследований по установлению правомерности применения модели.

Энергию E_0 , которая определяет границу между заполненными и пустыми состояниями можно строго определить только при абсолютном нуле температуры. При конечной температуре нет четкой границы между заполненными и пустыми состояниями, поскольку из-за теплового разброса вероятности эмиссии электронов размывается указанная граница. Поэтому введение такой граничной энергии в общем случае не вполне корректно. Тем не менее, в идеализированной модели в качестве граничной энергии E_0 обычно используется формула (4). Поэтому следует более строго обосновать применимость идеализированной модели.

Мы предлагаем следующий способ определения E_0 . Введем некоторую энергию E_1 . Ниже этой энергии число опустошенных состояний равно числу состояний, выше заполнено электронами. В этом случае число электронов, которые захватываются на ловушках, при переносе зарядового пакета с одного элемента ППС на другой, равняется числу электронов, захваченных согласно идеализированной модели. Численные расчеты показали, что практически в широком интервале температур, от 5 К до 1000 К, энергия E_1 , превышает E_0 примерно на $0,5kT$. Таким образом, при определении ППС нужно считать, что $E_1 = E_0 + 0,5kT$.

После введения энергии E_1 для вероятности опустошения получим следующую формулу:

$$\rho(E, T, E_1(t)) = 1 - \exp\left(-\exp\left(\frac{E_1 - E}{kT}\right)\right), \quad (3)$$

где
$$E_1(t) = kT \ln\left(\frac{t}{\tau_0}\right) + 0,5kT. \quad (4)$$

Таким образом, мы получили зависимости энергии E_1 генерации электронов с поверхностных состояний от температуры T и времени t .

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ N_{ss}

Число электронов, генерированных с поверхностных состояний $N(t)$, при непрерывном

распределении уровней по энергиям определяется следующим выражением

$$N(t) = \int_{E_v}^{E_c} N_{ss}(E) \rho(E, T, t) dE, \quad (5)$$

где вероятность опустошения уровня $\rho(E, T, t)$ с энергией E имеет вид (3). После замены t на $E_1(t)$ выражение (5) принимает следующий вид:

$$N(E_1) = \int_{E_v}^{E_c} N_{ss}(E) \rho(E, T, E_1) dE. \quad (6)$$

Продифференцировав это выражение по E_1 получим:

$$\frac{\partial N_s(E)}{\partial E_1} = \int_{E_v}^{E_c} N_{ss}(E) \frac{\partial \rho}{\partial E_1} dE, \quad (7)$$

где

$$\frac{\partial \rho}{\partial E_1} = \frac{1}{kT} \exp\left(\frac{1}{kT}(E - E_1) - \exp\left(\frac{1}{kT}(E - E_1)\right)\right). \quad (8)$$

Не трудно убедиться, что выражение (8) при $T \rightarrow 0$ легко превратится в дельта-функцию

Дирака т.е. $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{\partial \rho}{\partial E} = \delta(E - E_1)$ [6]. Отсюда следует что, согласно определению дельта-функции Дирака при $T \rightarrow 0$ выражение (7) принимает вид:

$$\frac{\partial N_s(E)}{\partial E_1} = \int_{E_v}^{E_c} N_{ss}(E) \delta(E - E_1) dE = N_{ss}(E_1).$$

Количество электронов, покинувшие дискретные поверхностные состояния, определяется следующим выражением:

$$N(t) = \sum_i N_{ss}(E_i) \rho(E_i, T, t), \quad (9)$$

где (E, T, t) имеет вид (3).

В (9) в место времени t введем новый параметр E_1 с помощью (3). Затем продифференцируем выражения (9) по E_1 и получим:

$$N_{ss}(E_1) = \sum_{i=1}^n N_{ss_i}(E_i) \frac{\partial \rho_i}{\partial E_1}, \quad (10)$$

где

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial E_1} = \frac{1}{kT} \exp\left(\frac{1}{kT}(E_i - E_1) - \exp\left(\frac{1}{kT}(E_i - E_1)\right)\right). \quad (11)$$

Эту форму записи ППС будем использовать для обработки экспериментальных данных плотности поверхностных состояний.

Таким образом, мы получили математическую модель, описывающую ППС, которая определяется на экспериментах по нестационарной спектроскопии глубоких уровней. Исходными данными для применения модели является экспериментально полученный результат ППС при конкретной температуре T_0 (температура эксперимента). Для обработки экспериментального результата сначала тре-

буется разложение ППС в ряд по $\frac{\partial \rho}{\partial E}$ функ-

циям. Для этого необходимо задавать последовательность значений $N_{ss}(E)$ для каждой E_i при температуре измерения T_0 так, чтобы значения ППС, полученные согласно модели и $N_{ss}(E)$ эксперимента, максимально приближались друг к другу. После этого, в модельное выражение (10) вместо начальной температуры T_0 подставляется низкая температура T_1 и на ЭВМ графически строится дискретный спектр плотности поверхностных состояний. Следует подчеркнуть, этот спектр не возможно получить прямыми измерениями при низких температурах, если не разложили экс-

периментальные ППС в ряд по $\frac{\partial \rho}{\partial E}$ функциям. Разложение экспериментальной ППС

в ряд по $\frac{\partial \rho}{\partial E}$ функциям позволяет со сплошного спектра $N_{ss}(E, T)$, определенного при высоких температурах, вычислить дискретный спектр ППС с помощью замены T_0 на низкие значения температуры.

ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим применение предложенного метода для анализа экспериментальных результатов работы [6].

На рис. 1 приведена ППС, определенная из комбинации ВЧ и НЧ $C-V$ -характеристик для МОП-структур на основе Al-SiO₂-Si полученная термическим окислением кремния в атмосфере O₂ при температуре 1000 К.

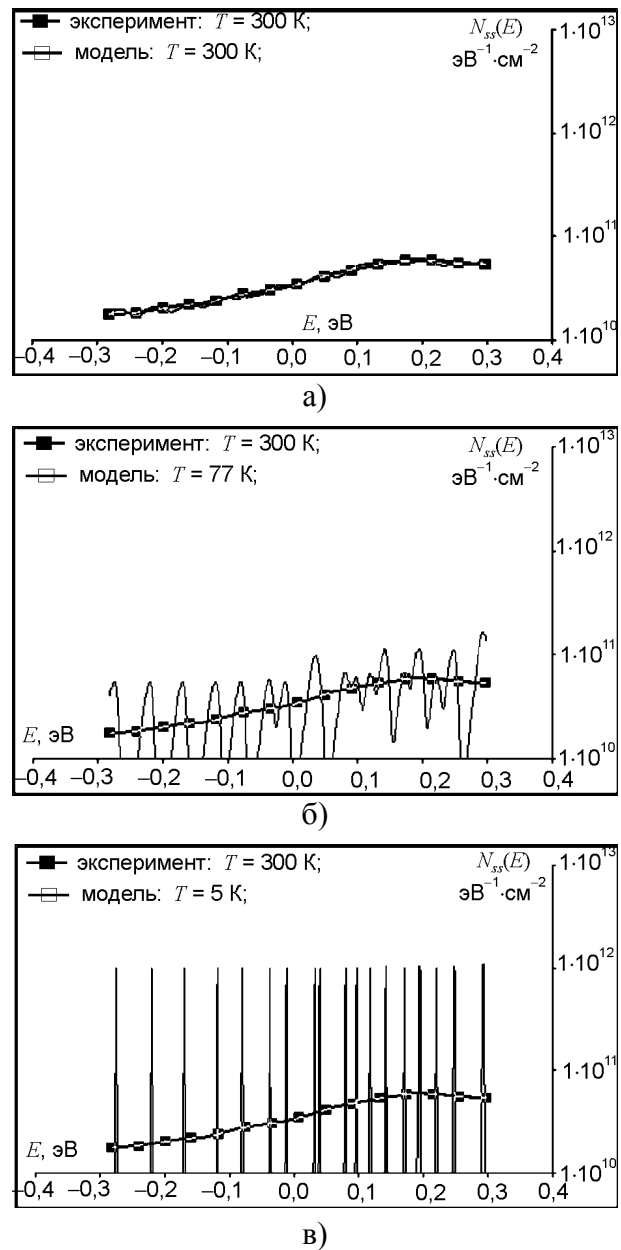


Рис. 1. ППС на границе раздела SiO₂-Si необлученного образца МОП структуры Al-SiO₂-Si измеренная при температуре 300К. а) – – экспериментальная ППС измеренная, – – теоретическая подгоночная ППС полученная разложением экспериментальной ППС в ряд при температуре $T = 300$ К. Экспериментальная и теоретическая кривая при $T = 300$ К хорошо совпадают между собой. б) – – экспериментальная ППС при температуре $T = 300$ К, – – теоретическая подгоночная ППС полученная разложением экспериментальной ППС в ряд при температуре $T = 77$ К. Экспериментальная при температуре $T = 300$ К и теоретическая кривая при $T = 77$ К сильно различаются между собой. в) – – экспериментальная ППС при температуре $T = 300$ К, – – теоретическая подгоночная ППС полученная разложением экспериментальной ППС в ряд при температуре $T = 5$ К. При температуре $T = 5$ К теоретическая кривая превратится в дискретный энергетический спектр.

Как видно из рис. 1 при комнатной температуре ППС имеет гладкий сплошной спектр. Затем тот же образец облучался γ -источником Co^{60} . При воздействии ионизирующего излучения на МДП-системы типа $\text{Al-SiO}_2\text{-Si}$ с дозой ниже 10^6 рад. Si, в основном, изменяется ППС в середине запрещенной зоны. В этом смысле γ -облучение самое подходящее средство для изменения $N_{ss}(E, T)$ на границе раздела полупроводник-диэлектрик МДП-системы. Поэтому с помощью γ -облучения специально изменялись $N_{ss}(E, T)$ на границе раздела полупроводник-диэлектрик. После различных доз облучения каждый раз заново по ВЧ и НЧ $C-V$ -характеристикам рассчитывались $N_{ss}(E, T)$ (рис. 2).

Этот спектр разложим в ряд по $\frac{\partial \rho}{\partial E}$ функ-

циям согласно формуле (10). При этом $\frac{\partial \rho}{\partial E}$ функция (11) берется при температуре изменения ППС. Следующий этап построения теоретической ППС является разбиение исследуемого интервала энергии на конечное число мелких ячеек и подбор подходящих значений $N_{ss}(E_i)$. Например, всю запрещенную зону можно разбить на 10^3 равных интервалов. После этого, на каждой ячейке $1 \leq i \leq 10^3$ задаются численные значения N_{ssi} . Полная совокупность значений N_{ssi} подбирается таким образом, что теоретический ППС максимально приближается к экспериментальной кривой. На рис. 1а и рис. 2а приведена

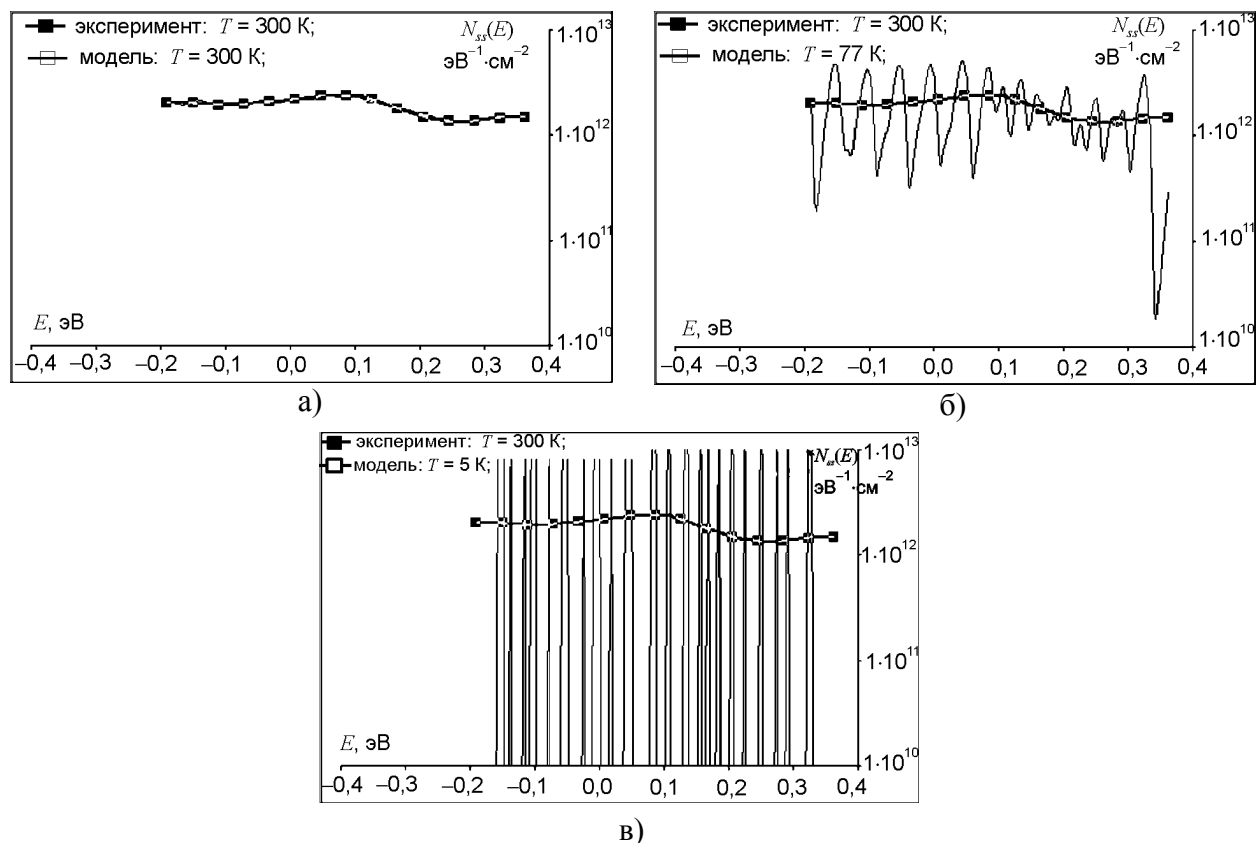


Рис. 2. ППС на границе раздела $\text{SiO}_2\text{-Si}$ облученного γ -лучами образца МОП структуры $\text{Al-SiO}_2\text{-Si}$ измеренная при $T=300$ К. а) — — экспериментальная ППС измеренная, — — теоретическая подгонная ППС полученная разложением экспериментальной ППС в ряд при температуре $T=300$ К. Экспериментальная и теоретическая кривая при $T=300$ К хорошо совпадают между собой. Облучение γ -лучами увеличивает ППС. б) — — экспериментальная ППС при температуре $T=300$ К, — — теоретический подгонный ППС, полученный разложением экспериментальной ППС в ряд при температуре $T=77$ К. Экспериментальная при температуре $T=300$ К и теоретическая кривая при $T=77$ К сильно различаются между собой. в) — — экспериментальная ППС при температуре $T=300$ К, — — теоретический ППС полученный, разложением экспериментальной ППС в ряд при температуре $T=5$ К. При температуре $T=5$ К теоретическая кривая превратится в дискретный энергетический спектр. После облучения γ -лучами ППС сильно сгущается по всему энергетическому спектру.

подгоночная теоретическая ППС, построенная указанным способом. Как видно из рис. при комнатной температуре из конечного

числа $\frac{\partial \rho}{\partial E}$ функции можно легко построить сплошной спектр ППС, который с требуемой точностью совпадает с экспериментальной кривой. После этого можно легко вычислить $N_{ss}(E)$ и получить графики теоретической ППС при низких температурах. Для этого в теоретическую формулу ППС (10) и (11) подставляются численные значения низких температур и на компьютере по формуле (10), вычисляется $N_{ss}(E)$ и строятся графики. Графики ППС при различных температурах, полученные таким путем приведены на рис. 1б и рис. 2б, в. Из этих рис. хорошо видно, что с понижением температуры образца сначала на графике ППС появляются отдельные пики. Затем при дальнейшем понижении температуры эти пики отделяются друг от друга, и сплошной спектр ППС превращается в полосатый. При температуре стремящейся к нулю ППС превращается в дискретный спектр. Таким образом, с понижением температуры сплошной спектр ППС превращается в дискретный.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенного исследования кинетики нестационарного процесса перезарядки поверхностных состояний границы раздела полупроводник-диэлектрик, можно сделать вывод о том, что экспериментальный сплошной спектр плотности поверхностных состояний $N_{ss}^t(E, T)$, определенный при вы-

соких температурах, при численной обработке низкими температурами превращается в дискретный энергетический спектр. Такая сильная температурная зависимость плотности поверхностных состояний обусловлена тем, что производная по энергии от функции, описывавшей вероятность опустошения поверхностных состояний, при низких температурах превращается в дельта-функцию Дирака.

Проведенная работа показала, что моделирование процессов перезарядки поверхностных состояний с помощью численных экспериментов, с использованием экспериментальных значений ППС, полученные при высоких температурах, дает возможность определить дискретный спектр ППС.

Приведенная методика определения низкотемпературной плотности поверхностных состояний увеличивает разрешающую способность нестационарной спектроскопии поверхностных уровней и релаксационных методов, применяется для измерения энергетического спектра плотности состояний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Носов Ю.Р., Шилин В.А. Основы физики приборов с зарядовой связью. – М.: Наука, 1986.
2. Секен К., Томпсетт М. Приборы с переносом заряда. – М.: Мир, 1978.
3. Гулямов Г., Кучкаров Х. // Узбекский физический журнал. – 1995. – № 4. – С. 39.
4. Ридли Б. Квантовые процессы в полупроводниках. – М.: Мир, 1986.
5. Зельдович Я.Б., Мышкис А.Д. Элементы прикладной математики. – М.: Наука, 1972.
6. Гулямов Г., Дадамирзаев Г., Набиев Ш.И. // Известия АН УзССР. Серия физ.-мат. наук. – 1988. – № 4. – С. 83.

© Гулямов Г., Шарипбаев Н.Ю., 2010