

Er. 6.7
338

TALLINNA POLÜTEHNILISE
INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 338

ТРУДЫ ПО ФИЗИКЕ

СБОРНИК СТАТЕЙ

VI

ТАЛЛИН 1973

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 338

1973

УДК 537
539

ТРУДЫ ПО ФИЗИКЕ

СБОРНИК СТАТЕЙ

VI

Таллин 1973



УДК 537.311.33, 621.315.592.3

В.П. Бендер, А.А. Паат,
 Т.А. Пикка, Я.В. Валдур

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТА ПОЛЯ НА
 ЛЕГИРОВАННОМ ГЕРМАНИИ

I. Поверхностные свойства полупроводников

В связи с развитием микроэлектроники и применением тонких полупроводниковых пленок растет интерес к процессам, протекающим на поверхности полупроводников. Особая роль поверхности полупроводника связана с наличием на ней состояний, находящихся в запрещенной зоне кристалла. По своему происхождению поверхностные состояния могут быть собственными, обусловленными обрывом решетки идеального кристалла (состояния Тамма и Шокли), или состояниями, обусловленными наличием на поверхности структурных дефектов или примесей, например, окисного слоя, адсорбированных молекул газа, атомов и ионов [1 - 3]. По временам заполнения носителями заряда поверхностные состояния разделяются на "быстрые" (10^{-8} - 10^{-4} сек) и "медленные" (более 10^{-2} сек).

Наличие поверхностных состояний приводит к образованию приповерхностного слоя пространственного заряда. Теория области пространственного заряда дана Гаррэттом и Браттейном [4] при предположениях: полупроводник является невырожденным, изгибы зон такие, что полупроводник в приповерхностной области также невырожден, примеси в объеме кристалла полностью ионизированы. Избыточные концентрации дырок и электронов в приповерхностной области выражаются следующим образом:

$$\Gamma_p = -\frac{1}{2} L n_i \lambda e^{\psi} \int_0^{\psi} \frac{e^y - 1}{F(y, \lambda, p, N)} dy,$$

$$\Gamma_n = -\frac{1}{2} \ln \lambda^{-1} e^{-N} \int_0^Y \frac{e^y - 1}{F(y, \lambda, P, N)} dy,$$

где

$$L = \left(\frac{\varepsilon}{2\pi e n_i \beta} \right)^{\frac{1}{2}},$$

$$\beta = \frac{e}{kT},$$

$$\lambda = \frac{p_0}{n_i} = \frac{n_i}{n_0} = \left(\frac{p_0}{n_0} \right)^{\frac{1}{2}} = \exp[\beta(\varphi_0 - \psi_0)],$$

$$P = \beta(\varphi_p - \varphi_0),$$

$$N = \beta(\varphi_n - \varphi_0),$$

$$y = \beta(\psi - \psi_0),$$

на поверхности $y = Y = \beta(\psi_s - \psi_0)$,

$$F(y, \lambda, P, N) = \pm [\lambda e^P (e^{-y} - 1) - \lambda^{-1} e^{-N} (e^y - 1) + (\lambda - \lambda^{-1}) y]^{\frac{1}{2}}$$

при $y > 0$ берется отрицательная, при $y < 0$ положительная ветвь квадратного корня).

k — постоянная Больцмана,

T — абсолютная температура,

ε — электрическая проницаемость полупроводника,

e — заряд электрона,

n_i — концентрация дырок и электронов в полупроводнике с собственной проводимостью,

p_0, n_0 — концентрации дырок и электронов в объеме полупроводника,

φ_0 — электрохимический потенциал (уровень Ферми),

φ_p, φ_n — квазиуровни Ферми дырок и электронов,

ψ — электростатический потенциал,

ψ_0 — электростатический потенциал в объеме полупроводника,

ψ_s — электростатический потенциал на поверхности полупроводника,

Y — изгиб энергетических зон на поверхности в единицах $\frac{kT}{e}$.

Учитывая, что $\ln \lambda = \beta(\varphi_0 - \psi_0)$ и поверхностный потенциал

$$\Phi = \psi_s - \varphi_0,$$

получим, что изгиб зон на поверхности связан с поверхностным потенциалом соотношением

$$Y = \beta \phi + \ln \lambda.$$

Общий заряд слоя пространственного заряда, вызванный избытком дырок и электронов

$$Q_v = e(\Gamma_p - \Gamma_n).$$

Избыточная концентрация носителей заряда в приповерхностной области обуславливает изменение поверхностной проводимости

$$\Delta \sigma_n = e \mu_p (\Gamma_p + b \Gamma_n),$$

где $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$, μ_p и μ_n — подвижности дырок и электронов.

В стационарном случае ($P = N = 0$) получим:

$$\Delta \sigma_n = \frac{1}{2} e \mu_p n_i L \lambda^{-\frac{1}{2}} g,$$

где $g = \lambda^{\frac{1}{2}} \int_Y^0 \frac{\lambda(e^{-y} - 1) + b \lambda^{-1}(e^y - 1)}{F(y, \lambda)} dy.$

Аналитические выражения для Γ_p , Γ_n и g найдены только для некоторых предельных случаев. В общем случае было проведено численное интегрирование этих функций для некоторого интервала Y и λ [4, 5].

Функция $g(Y)$, а следовательно и избыточная поверхностная проводимость, имеет минимум при

$$Y_{\min} = \ln \frac{\lambda^2}{b}.$$

Предположение полной ионизации объемных примесей обычно выполняется для германия и кремния при комнатной температуре. Однако для некоторых других веществ (и для германия при низких температурах) это предположение не выполняется и надо применять более общую теорию [6, 7], которая учитывает возможность произвольной ионизации и вырождение в зонах. Изменение подвижности носителей заряда в слое пространственного заряда из-за дополнительного рассеяния на поверхности вычислено Шриффером [8] и исследовано в ряде работ [9 - 12].

Дополнительную информацию о природе поверхностных состояний и о энергетической структуре поверхности полупроводников дает исследование процессов поверхностной рекомбинации. В некоторых случаях (в чистых или в тонких кристаллах) рекомбинация носителей заряда происходит в основном

на поверхности и эффективное время жизни носителей практически определяется поверхностными центрами рекомбинации. Роль этих центров играют поверхностные электронные состояния, находящиеся в хорошем контакте с зонами в объеме и имеющие достаточно большие сечения захвата носителей заряда.

Стивенсоном и Кейсом [13] введено понятие скорости поверхностной рекомбинации S , которая определяется отношением количества актов рекомбинации на единицу поверхности в единицу времени к концентрации избыточных носителей непосредственно за областью пространственного заряда. Для германия в области практически используемых изгибов зон это понятие применимо [14, 15]. Скорость поверхностной рекомбинации зависит от поверхностного изгиба зон, так как изгиб зон вызывает изменение количества избыточных носителей заряда вблизи поверхности и заполнение поверхностных центров рекомбинации [16, 17]:

$$S = \frac{N_t (c_p c_n)^{\frac{1}{2}} \frac{p_0 + n_0}{2n_i}}{ch \frac{E_t - E_i - e\varphi_0}{kT} + ch \frac{e}{kT} (\phi - \varphi_0)},$$

где N_t — концентрация центров рекомбинации (одного типа),
 c_p, c_n — вероятности захвата дырок и электронов уровнем в единицу времени,

E_t — энергетическое положение уровня,

E_i — энергия середины запрещенной зоны,

$$e\varphi_0 = \frac{kT}{2} \ln \frac{c_p}{c_n}.$$

Кривая $S(\phi)$ симметрична относительно максимума, который находится при $\phi = \varphi_0$. Таким образом, по положению максимума экспериментальной кривой $S(\phi)$ можно определить отношение $\frac{c_p}{c_n}$. Ширина кривой $S(\phi)$ определяется энергетическим положением уровня. Для случая $ch \frac{E_t - E_i - e\varphi_0}{kT} \gg 1$

можно приближенно написать, что в точке $S = \frac{1}{2} S_{\max}$

$$E_t - E_i - e\varphi_0 = \pm e(\phi - \varphi_0).$$

Для определения правильного значения E_t из двух возможных можно измерять зависимость $S(\phi)$ при двух темпера-

турах или исследовать температурную зависимость S_{\max} .

Одним независимым уравнением для определения параметров (N_t, E_t, c_p, c_n) является также выражение для S_{\max} :

Методика определения параметров рекомбинационных уровней из измерений скорости поверхностной рекомбинации разработана в работах [16, 18].

При наличии на поверхности нескольких независимых локальных центров, участвующих в рекомбинации, $S(\phi)$ задается суммой отдельных функций $S_i(\phi)$ [19]. В случае непрерывного распределения рекомбинационных уровней в запрещенной зоне общая скорость рекомбинации записывается в интегральном виде [20].

При интерпретации экспериментальных кривых для германия нет единогласия между исследователями. Некоторые из них объясняют свои результаты наличием уровней одного типа, другие наличием ряда дискретных или непрерывно распределенных уровней. Такие противоречивые суждения связаны в основном с тем, что полученные экспериментальные кривые $S(\phi)$ точно не совпадают с теоретической кривой. Недавно новосибирские исследователи после обстоятельных исследований на тонких образцах германия повышенной чистоты показали, что существует две системы квазинепрерывно распределенных поверхностных уровней [21].

2. Эффект поля

Для исследования параметров поверхностных состояний необходимо получить зависимости заряда, захваченного в поверхностных состояниях, и скорости поверхностной рекомбинации от поверхностного потенциала в возможно более широком диапазоне изменений последнего. Удобным методом для изменения поверхностного потенциала является метод эффекта поля [22]. Метод эффекта поля заключается в приложении электрического поля к конденсатору, одной обкладкой которого является полупроводник. Поперечное электрическое поле индуцирует в полупроводнике заряд, который локализуясь вблизи поверхности, меняет положение уровня Ферми в приповерхностном слое. В первый момент после включения поля происходит при-

ток преимущественно основных носителей через контакты в образец (или вытекание из образца). Индуцированный заряд проявляется как изменение концентрации носителей в слое приповерхностного заряда. Посредством процессов захвата или освобождения устанавливается равновесие между зоной основных носителей и быстрыми состояниями (происходит быстрая релаксация). Затем с индуцированным зарядом начинают взаимодействовать медленные состояния (длинновременная релаксация проводимости).

Применение синусоидального поля с большой амплитудой дает возможность наблюдать кривую эффекта поля (зависимость изменения поверхностной проводимости от приложенного напряжения) с минимумом по проводимости на экране осциллографа.

Достоинством эффекта поля является обстоятельство, что комбинированная методика измерения эффекта поля и стационарной фотопроводимости позволяет одновременно определить зависимости захваченного в поверхностных состояниях заряда и скорости поверхностной рекомбинации от поверхностного потенциала [23, 24].

В случае сильно поглощающегося света для тонких образцов ($h \leq \frac{L_g}{4}$, h - толщина образца, L_g - диффузионная длина), имеющих одинаковые скорости поверхностной рекомбинации на обеих больших гранях ($S_1 = S_2 = S$), стационарная фотопроводимость равна [25]:

$$\sigma_{\phi} = K \left(\frac{1}{\tau_0} + \frac{2S}{h} \right)^{-1} = K \tau_{\text{эфф}},$$

где $K = e(\mu_p + \mu_n) R$,
 R - скорость генерации пар носителей заряда,
 τ_0 - объемное время жизни носителей заряда.

Постоянную K можно определить из измерения эффективного времени жизни $\tau_{\text{эфф}}$ при отсутствии внешнего поля независимым методом. Условие $S_1 = S_2$ требует одинаковой обработки граней образца и двустороннего эффекта поля с применением прозрачных электродов. Для определения $\sigma_{\phi}(uS)$ освещают образец прерывистым светом с частотой, не краткой частоте изменения поперечного поля. В результате на экране осциллографа видны две кривые эффекта поля: в темноте

(нижняя кривая) и при освещении (верхняя кривая). Вертикальное расстояние между этими кривыми соответствует фотопроводимости при данном значении γ .

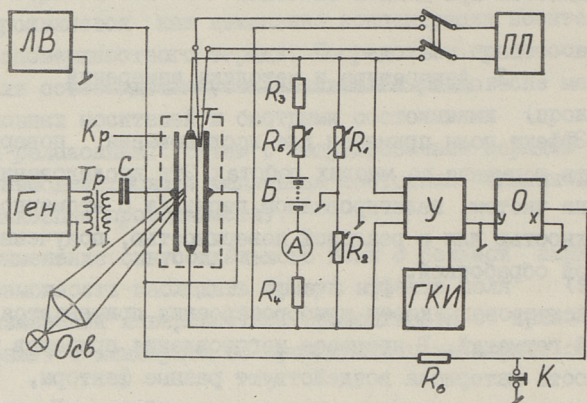
3. Аппаратура и методика измерений

Эффект поля применен для исследования поверхностных свойств германия во многих работах. Эти исследования проведены на чистом, нелегированном германии с атомарно-чистой поверхностью или с реальной поверхностью, полученной стандартной обработкой.

В полупроводниковом приборостроении применяется легированный германий. В процессе изготовления приборов на поверхность материала воздействуют разные факторы, которые могут заметно менять поверхностные свойства. Поэтому представляет интерес исследовать возможность применения эффекта поля на легированном германии и влияние разных факторов на поверхностные свойства его. Целью данной работы являлось построить аппаратуру, которая позволяет исследовать методом эффекта поля легированный германий, и на основе проведенных измерений судить о том, насколько полученные на нелегированном чистом германии результаты применимы для легированного.

Анализ условий эксперимента показывает, что подходящим является экспрессный метод синусоидального поля с большой амплитудой совместно с методом стационарной фотопроводимости. Аппаратура построена на основе схемы, предложенной Новотоцким-Власовым [24, 3]. Блок-схема аппаратуры приведена на фиг. 1.

Синусоидальное поперечное поле подается от генератора ГЗ-34 (Ген) через трансформатор (Тр) и разделительный конденсатор (С) к конденсатору образец-электроды. Частота поля лежит в пределах 20-200 гц из того расчета, чтобы быстрее поверхностные состояния в каждый момент времени приходили в равновесие, а медленные не успевали экранировать поле. Подаваемое напряжение измеряется ламповым вольтметром ВЗ-13 (ЛВ). Через образец протекает ток, обусловленный батареей (Б) и измеряемый микроамперметром (А). Сопро-



Фиг. 1. Блок-схема установки для измерения эффекта поля.

тивления R_3 и R_4 ($R_3 = R_4 \geq 50 R_{обр}$) предотвращают шунтирование образца батареями. Ток регулируется переменным сопротивлением R_5 . Напряжение тянущего поля на образце измеряется потенциометром ПИ-63 (ПШ). Потенциометр служит для определения термо-эдс медь-константиновой термопары (Т), измеряющей температуру образца.

Переменное поперечное поле изменяет проводимость образца и на нем возникает переменное падение напряжения. Это падение напряжения усиливается дифференциальным усилителем (У) и подается на вертикальный вход осциллографа СИ-1 (О). На горизонтальный вход осциллографа подается синусоидальное напряжение развертки от генератора. Кнопка (К) закорачивает x -вход и вертикальную линию на экране совмещают со светящейся линией на измерительной шкале осциллографа. Этим определяется положение кривой эффекта поля относительно нулевого поля. Чтобы избежать при этой операции закорачивания выхода генератора, в цепь включено сопротивление R_6 .

Прерывистое освещение образца позволяет на экране осциллографа одновременно с кривой эффекта поля в темноте наблюдать и кривую, получающуюся при освещении. Кривые фото-

графируются фотоаппаратом, прикрепленным к откидной трубе. Рабочий сигнал калибруется подачей на вход усилителя импульсов известной амплитуды с генератора калибровочных импульсов (ГКИ).

Образец находится в металлическом вакуумном криостате (Кр), что позволяет проводить исследования в вакууме (до 10^{-3} мм рт.ст.), в разных газах и парах различных жидкостей. Криостат соединен с форвакуумным насосом и имеет игольчатый вентиль для впуска газов. Применяемая система позволяет продувать газ через криостат или заполнять его газом под определенным давлением. Давление в криостате измеряется вакуумметром ВИТ-2М. Применяя жидкий азот и нагреватель, можно изменять температуру образца от температуры жидкого азота до 450°K . Для освещения образца в стенке криостата имеется окно из оптического стекла.

Образец. Измерения проводились в основном на германии ГЭС-5. Для наблюдения минимума кривых эффекта поля на материале с удельным сопротивлением $1\text{ ом}\cdot\text{см}$ установка образца для измерения должна проводиться исключительно тщательно. Для низкоомных образцов трудно выполнить условие $h \leq \frac{1}{4}L_g$.

Образцы шлифовались до размеров $20 \times 5 \times 0,2\text{ мм}^3$. Длина образцов определяется требованием не допустить заметного вытягивания избыточных носителей заряда через торцевые контакты [3]. Для уменьшения влияния боковых граней ширина образца должна быть много больше толщины.

Перед электролитическим нанесением медных или никелевых контактов на торцы образцы промывались в смеси спирта и эфира, травились в течение 2 минут в смеси 230 мл 30 %-ной H_2O_2 и 10 мл 10 %-ного NaOH , а затем тщательно промывались дистиллированной или деионизированной водой. Состав электролита при нанесении меди (в г/л): 37 CuSO_4 , 65 Na_2SO_3 , 46 KCN ; при никелировке: 140 $\text{NiSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$, 40 $\text{Na}_2\text{SO}_4 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$, 20 H_3BO_3 , 5 NaCl . Надо следить, чтобы металл наносился только на торцы, а не на боковые грани. Удобно провести электролиз на увлажненной фильтровальной бумаге.

Затем у торцов снимают фаски так, что ширина электролитических контактов была примерно 0,1 мм. Это делается для

удаления попавшего на большую грань металла и для уменьшения влияния поперечного поля на торцевые контакты. Контакты залуживают чистым оловом, применяя канифоль. После этого припаиваются медные токоотводы диаметром 0,1 мм.

Все образцы травились в травителе состава 30 %-ная H_2O_2 - 230 мл, 10 %-ный $NaOH$ - 2 мл при 80 °C в течение 6 мин. После травления образец промывается кипящей дистиллированной водой и сушится этиловым спиртом и этиловым эфиром. Затем образец выдерживается в закрытом боксе в течение 2-3 часов для стабилизации окисной пленки. Такую обработку образца необходимо производить каждый раз непосредственно перед воздействием желаемой средой.

Держатель образца изготовлен из полированных кварцевых пластин размерами 55x25x3 мм³. На внутренние поверхности пластин нанесена в атмосфере хлористого олова прозрачная проводящая пленка окиси олова. Качество пленки определяется по сопротивлению - пригодными можно считать пленки с сопротивлением до 500 Ом. Пленка пропускает до 90 % падающего света.

Для наведения больших зарядов на поверхности германия необходимо получить большую емкость конденсатора образец-электроды. Для этого в качестве диэлектрической прокладки применяется слюда толщиной около 10 мкм. При использовании напряжения величиной до 200 В можно наводить на единицу поверхности образца заряд до 10^{-7} К, что обеспечивает изгиб зон на поверхности в 12-15 $\frac{kT}{e}$. Слюда должна быть тщательно очищена, так как она непосредственно соприкасается с образцом. Поэтому слюда промывается хромпиком, и затем в течение 1 часа в проточной воде, дальше горячей дистиллированной водой и сушится спиртом и эфиром. Для обеспечения одинаковой емкости обеих конденсаторов оба листка слюды вырезались из одной пластины. Образец прижимается к электродам при помощи 4 винтов. Плоскопараллельность поверхности образца и электродов контролируется по наличию интерференционных полос равной толщины на всей поверхности.

Держатель вместе с образцом прижимается к стенке охладителя криостата. Под держателем находится выравнивающая температуру медная пластинка, а между пластинкой и стенкой

изолированный слюдяными пластинками нагреватель. Нагреватель изготовлен из полоски тантала толщиной 0,1 мм.

Балансировка паразитного сигнала. При приложении к конденсатору образец — электроды синусоидального напряжения возникает паразитный сигнал, обусловленный емкостным током конденсатора. Для компенсации этого сигнала во входную цепь усилителя включены переменные сопротивления R_1 и R_2 , образующие вместе с распределенной емкостью образец-электроды мостовую схему. Изменением сопротивлений паразитный сигнал балансируется до тех пор, пока он не станет одинаковым по амплитуде и фазе на обоих концах образца. Первая балансировка производится при выключенном тянущем поле. После включения тянущего поля часто на кривых эффекта поля наблюдается гистерезис. Гистерезисные петли могут быть 2 видов: на краях кривых и вблизи нулевого поля. В первом случае не достигается равновесие между быстрыми состояниями и зонами в каждый момент. Такие петли можно устранить изменением частоты поперечного поля. Во втором случае требуется дополнительная балансировка. Разбалансировка паразитного емкостного сигнала объясняется тем, что практически трудно достичь равной емкости по всему конденсатору и идентичности токовых контактов (контакты не идеально омичны). При освещении кривая эффекта поля может раздваиваться вблизи нуля поперечного поля. Это объясняется несимметричностью световой полоски относительно середины образца. Петли такого рода устраняются перемещением световой полоски.

Исходя из условий балансировки паразитного сигнала, ни один из концов образца нельзя заземлять, поэтому применяется усилитель с симметричным входом.

Осветитель. Поток света осветительной лампы микроскопа (12 В, 20 Вт) фокусируется при помощи конденсора через водяной фильтр на щель, непосредственно за которой находится диск модулятора. Водяной фильтр (5 %-ный раствор CuSO_4) практически полностью поглощает инфракрасные лучи, чем обеспечивается поверхностная генерация носителей заряда в образце. Диск модулятора находится на оси синхронного мотора (тип Г-31), делающего 3000 об/мин, угол открытого сектора равен π . Таким образом образец освещается преры-

вистым светом с частотой 50 гц, с длительностью импульса 10 мсек, что обеспечивает стационарную фотопроводимость. Изображение щели проектируется на образец объективом Ю-9. Интенсивность освещения регулируется диафрагмой объектива. Освещается только центральная часть образца. Перемещать световую полосу можно с помощью регулировочных винтов основания осветителя (в вертикальном направлении) и криостата (в горизонтальном направлении). При выборе интенсивности освещения, с одной стороны, надо создать достаточно большой сигнал фотопроводимости, обеспечивающий надежность измерений, с другой стороны, обеспечить условие малого изменения поверхностного потенциала при освещении.

Результаты измерений приводятся в следующей статье.

Л и т е р а т у р а

1. В.И. Л я ш е н к о и др. Электронные явления на поверхности полупроводников. Изд. Наукова Думка, 1968.
2. Г.П. П е к а. Физика поверхности полупроводников. Изд. Киевского университета, 1967.
3. Ю.Ф. Н о в о т о ц к и й - В л а с о в. Труды ФИАН, 48, 3 (1969).
4. С.С.В. G a r r e t, W.H. B r a t t a i n. Phys.Rev., 99, 376 (1955).
(перевод в сб. "Проблемы физики полупроводников". ИЛ, 1957, стр. 345).
5. R.H. K i n g s t o n, S.F. N e u s t a d t e r. J. Appl. Phys., 26, 718 (1955).
(Перевод в сб. "Проблемы физики полупроводников", ИЛ, 1957, стр. 298).
6. R. S e i w a t z, M. G r e e n. J. Appl. Phys., 29, 1034 (1958).
7. Ю.И. Г о р к у н. ФТТ, 3, 1061, 1461 (1961). УФЖ, 6, 567 (1961).

8. J.R. Schrieffer, Phys. Rev., 97, 641 (1955).
(Перевод в сб. "Проблемы физики полупроводников". ИЛ, 1957, стр. 287)
9. J.N. Zemel, R.L. Petritz. Phys. Rev., 110, 1263 (1958).
10. R.F. Greene, D.R. Frankl, J. Zemel. Phys. Rev., 118, 967 (1960).
11. А.В. Ржанов, В.П. Мигаль, Н.Н. Мигаль. ФТП, 3, 231 (1969).
12. Г.А. Катрич, О.Г. Сарбей, Д.Т. Тарашенко. ФТТ, 7, 1352 (1965).
13. D.T. Stevenson, R.J. Keue. Physica, 20, 1041 (1954).
(перевод в сб. "Электрофизические свойства германия и кремния" Изд. Сов.радио, 1956, стр. 367).
14. Г.Л. Бир. ФТТ, 1, 67 (1959).
15. В.А. Петрусевич, О.В. Сорокин. Сб. "Поверхностные свойства полупроводников", Изд. АН СССР, 1962, стр. 164.
16. А. Ману, Е. Нарник, У. Маргонински. Semic. Surf. Physics. Univ. Pennsylvania Press, 1957, 85.
(Перевод в сб. "Физика поверхности полупроводников", ИЛ, 1959, стр. 127).
17. А.В. Ржанов, Ю.Ф. Новотоцкий - Власов, И.Г. Неизвестный. ЖТФ, 27, 2440 (1957).
18. А. Ману, G. Gerlich. Phys. Rev., 107, 404 (1957).
(Перевод в сб. "Физика поверхности полупроводников". ИЛ, 1959, стр. 152).
19. S. Douzmannis. Phys. Rev., 112, 369 (1958).
20. G. Garrett, W. Brattain. Bell Syst. Techn. J., 35, 5 (1956).
21. А.В. Ржанов, В.П. Мигаль, Н.Н. Мигаль, ФТП, 3, 1333 (1969).

22. W. Shockley, G.L. Pearson. Phys. Rev., 74, 232 (1948).

23. А.В. Ржанов, Ю.Ф. Новотоцкий - Власов, И.Г. Неизвестный. ФТТ, I, 1471 (1959).

24. Ю.Ф. Новотоцкий - Власов, И.Г. Неизвестный. ПТЭ, № 4, 127 (1961).

25. T.S. Moss, L. Pincherle, A.M. Woodward. Proc. Phys. Soc., B 66, 743 (1953).

V.Bender, A.Paat,
T.Pikka, J.Valdur

Experimental Arrangement for Measuring

Field Effect in Doped Germanium

Summary

This paper presents a review of the theory of surface properties of semiconductors and field effect method. The apparatus and methods for studying the surface states of semiconductors using sinusoidal high-signal method with stationary photoconductivity method are described in detail.

УДК 537.311.33; 621.315.592.3

В.П. Бендер, А.А. Паат,
 Т.А. Пикка, Я.В. Валдур

ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТА ПОЛЯ НА ЛЕГИРОВАННОМ
 ГЕРМАНИИ

При помощи аппаратуры, описанной в работе [1], проводились исследования поверхностных состояний легированного германия марки ГЭС-5.

I. Интерпретация экспериментальных
 кривых

Сфотографированные с экрана осциллографа кривые эффекта поля наносятся в увеличенном виде на миллиметровку. Эти кривые представляют зависимости переменного составляющего падения напряжения на образце ΔU от напряжения поперечного поля V (после усиления). ΔU связано с изменением поверхностной проводимости [2]:

$$\Delta \sigma_n = \frac{l}{2h} \frac{J}{U^2} \Delta U,$$

где l — длина образца,
 h — толщина образца,
 J — ток через образец,
 U — напряжение на образце.

Множитель "2" учитывает обстоятельство, что поле прикладывается с двух сторон. Для калибровки сигнала фотографируются калибровочные импульсы. Расстояние между горизонтальными линиями определяется известным напряжением импульсов. Зная стоящие в формуле величины, можно градуировать вертикальную ось по $\Delta \sigma_n$.

Для градуировки кривых по смещению зон на поверхности γ необходимо, чтобы на экспериментальных кривых наблюдался ми-

нимум проводимости. Так как минимум проводимости определяется параметрами материала (см. п. I [1]), то он является опорной точкой [3]. Соответствующие минимуму значения Υ и $\Delta\sigma_n$ устанавливаются по теоретическим зависимостям $\Delta\sigma_n(\Upsilon)$. (Теоретические зависимости для легированного германия при разных уровнях легирования и температурах вычислены нами на ЭВМ "Минск-22"). Для градуировки горизонтальной оси по Υ определяются по таблицам соответствующие каждому значению $\Delta\sigma_n$ значения Υ .

Зная напряжение поперечного поля V и емкость конденсатора образец - электроды C , можно горизонтальную ось градуировать по индуцированному на единице поверхности заряду по соотношению

$$Q_u = \frac{CV}{2ld},$$

где d - ширина образца.

Положение точки $Q_u = 0$ определяется вертикальной линией при закорачивании x -входа осциллографа. Отсюда получим зависимость $Q_u(\Upsilon)$.

Индуцированный на поверхности заряд складывается из заряда в приповерхностной области Q_v и заряда в поверхностных состояниях Q_s :

$$Q_u(\Upsilon) = Q_v(\Upsilon) + Q_s(\Upsilon).$$

Используя вычисленную на ЭВМ теоретическую зависимость $Q_v(\Upsilon)$ можно определить заряд в поверхностных состояниях как функцию смещения зоны на поверхности:

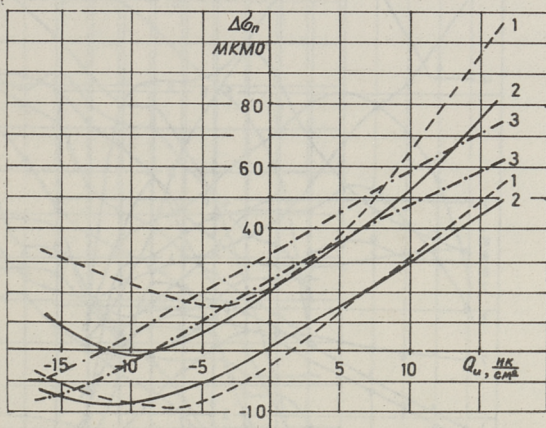
$$Q_s(\Upsilon) = \frac{CV(\Upsilon)}{2ld} - Q_v(\Upsilon).$$

Вертикальное расстояние между кривыми эффекта поля в темноте и при освещении при каждом значении Υ соответствует фотопроводимости в этой точке. По приведенной в [1] формуле можно найти зависимость $S(\Upsilon)$.

2. Исследование ГЭС-5

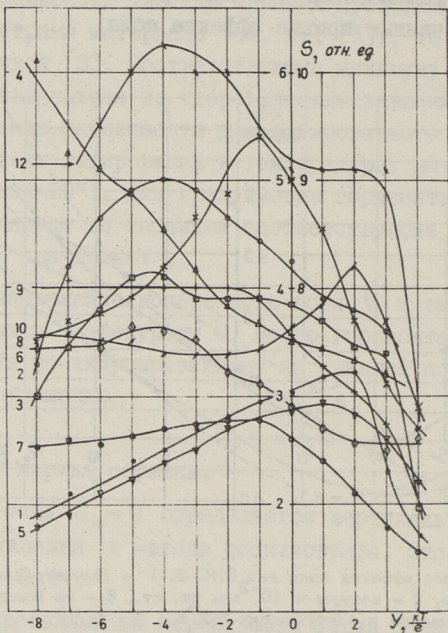
Образцы из германия ГЭС-5 подвергались циклической обработке, в ходе которой на поверхность образцов воздействовали пары разных веществ, часто встречающиеся в полу-

проводниковой технологии. Для примера на фиг. 1 приведены некоторые полученные кривые эффекта поля.



Фиг. 1. Кривые эффекта поля для ГЭС-5. 1 - свежेत्रавленный образец, 2 - вакуум $4 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., 3 - на воздухе после нагревания в вакууме при 427°K .

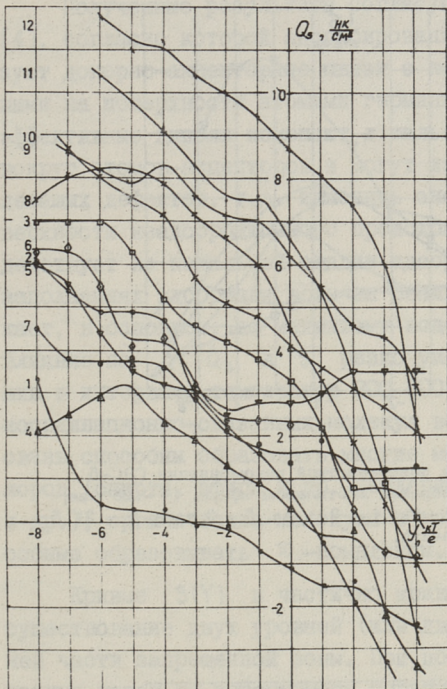
На фиг. 2 и 3 представлены семейства кривых - зависимостей скорости поверхностной рекомбинации S и захваченного в быстрых состояниях заряда Q_s от величины смещения энергетических зон на поверхности Υ при одном цикле обработки. В начале цикла исследовался свежेत्रавленный образец (травление проводилось в течение 6 минут в смеси $\text{H}_2\text{O}_2 + \text{KOH}$ при 90°C), а затем он последовательно находился в атмосфере насыщенных паров этилового эфира, бензола, ацетона и воды (перед каждым новым воздействием образец выдерживали в вакууме $4 \cdot 10^{-2}$ мм рт.ст). Последние измерения проводились в вакууме и в воздухе после нагревания образца в вакууме при температуре 427°K . Начальный изгиб зон имел следующие значения: I - $-0,7$, 2 - $0,2$, 3 - $1,1$, 4 - $0,1$, 5 - $1,8$, 6 - $1,1$, 7 - $1,0$, 8 - $1,4$, 9 - $2,1$, 10 - $1,7$, II - $1,9$, 12 - $2,6 \frac{\text{K}\Upsilon}{e}$ (обозначения цифр см. в подписи к фиг. 2). На фиг. 4 и фиг. 5 показаны изменения функций $S(\Upsilon)$ и $Q_s(\Upsilon)$ после промывания образца в этиловом эфире. Начальный изгиб



Фиг. 2. Зависимость скорости поверхностной рекомбинации ГЭС-5 от поверхностного изгиба зон. 1 - свежетравленный образец, 2 - вакуум ($4 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.), 3 - насыщенный пар этилового эфира, 4 - вакуум, 5 - насыщенный пар бензола, 6 - вакуум, 7 - насыщенный пар ацетона, 8 - вакуум, 9 - насыщенный пар воды, 10 - вакуум, 11 - вакуум после нагревания при 427°K , 12 - в воздухе после нагревания. (Для кривой 12 правая шкала).

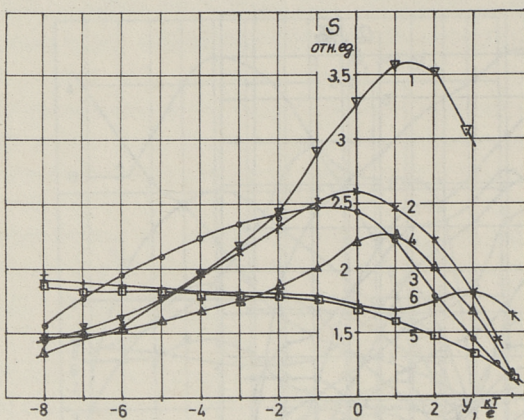
зон изменялся следующим образом: 1 - $-3,8$, 2 - $-0,8$, 3 - $-1,1$, 4 - $0,8$, 5 - $0,8$, 6 - $1,7 \frac{\text{K}\Gamma}{\epsilon}$ (обозначения цифр см. в подписи к фиг. 5). Исследовались и образцы, покрытые кремний-органическими вазелинами, применяемыми для стабилизации параметров полупроводниковых приборов. Поверхность обработанных таким образом образцов имела сильную проводимость n -типа и на кривых эффекта поля не удалось наблюдать минимума проводимости.

На основе фиг. 2 и 3 можно сказать, что многие закономерности, наблюдаемые на нелегированном германии, действительно и на легированном германии. Травленный образец имеет сравнительно низкую скорость поверхностной рекомбинации и малый заряд в быстрых поверхностных состояниях. (В наших опытах значения захваченного заряда вообще сравни-

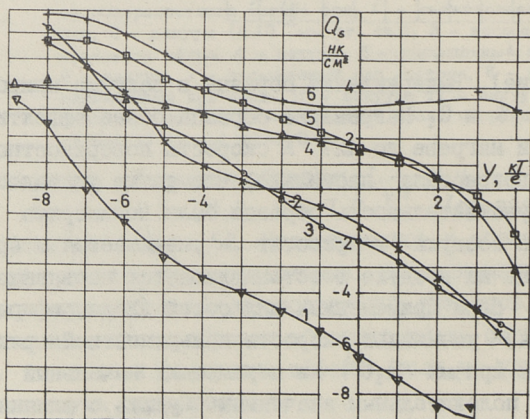


Фиг. 3. Зависимость заряда в быстрых состояниях ГЭС-5 от поверхностного изгиба зон. Обозначения см. на фиг. 2.

тельно низкие). Выдерживание образца в вакууме приводит к возрастанию S и Q_s . Нагревание образца более эффективно в вакууме: при нагреве до 427°K скорость поверхностной рекомбинации возросла настолько, что ее не удавалось измерить (фоточувствительности образца была неизмеримо мала). После впуска воздуха в криостат S уменьшается и при хранении образца на воздухе восстанавливается первоначальное значение S . Пары примененных жидкостей (воды, эфира, бензола и ацетона) уменьшают скорость поверхностной рекомбинации и наклон кризисных $Q_s(\gamma)$ и перемещают начальный изгиб зон к более положительным значениям. Судить о влиянии примененных жидкостей в отдельности при данной методике невозможно, так как при использованном вакууме не происходит полной десорбции молекул с поверхности германия.



Фиг. 4. Изменение скорости поверхностной рекомбинации ГЭС-5 после промывания образца в этиловом эфире. 1 - 25 мин, 2 - 65 мин, 3 - 90 мин, 4 - 2 часа, 5 - 3 часа, 6 - 21,5 часов после промывания.



Фиг. 5. Изменение заряда в быстрых состояниях ГЭС-5 после промывания образца в этиловом эфире. Обозначения см. на фиг. 4.

Полученные результаты согласуются с теорией Киселева [4], согласно которой адсорбированные молекулы воды образуют донорно-акцепторные связи с координационно ненасыщенными на поверхности атомами германия. Возникающие при этом эффективные диполи изменяют локальные кристаллические поля вокруг атомов-акцепторов и могут изменить параметры близлежащих дефектов, т.е. изменить энергетический спектр поверхности неадсорбционного происхождения. Такой механизм действует на начальной стадии адсорбции. При более высоких заполнениях адсорбция воды на реальной поверхности протекает, в основном, по механизму водородных связей и ее влияние на γ , Q_s и S резко уменьшается. При нагревании в интервале температур 300–500 °К происходит удаление координационно-связанных молекул воды. Координационную связь способны образовать многие молекулы, содержащие кислород (спирты, эфиры и др.), содержащие азот (аммиак, амины и др.), органические молекулы с сопряженными связями, способные образовывать π -комплексы.

Кривые $S(\gamma)$ и частично кривые $Q_s(\gamma)$ указывают на существование двух уровней (или двух групп уровней) в средней части запрещенной зоны. При последовательном действии разных газов на поверхность образца форма кривых меняется — это указывает на изменение параметров поверхностных состояний таким образом, что относительное влияние названных уровней меняется.

Согласно обзору [5] у свежетравленных образцов на кривой $S(\gamma)$ наблюдается два максимума, причем больший по величине максимум располагается в области положительных изгибов (т.е. соответствует акцепторному уровню). При хранении на воздухе или при искусственном старении путем нагрева, максимальное увеличение S и Q_s происходит для акцепторного уровня. У состаренных образцов наблюдается один акцепторный максимум. Наши образцы из ГЭС-5 имеют после травления один максимум на кривой $S(\gamma)$ ($\gamma \approx +2 \frac{kT}{e}$), а при хранении в вакууме или при нагревании становится преобладающим максимум, соответствующий донорному уровню ($\gamma \approx -4 \frac{kT}{e}$). Наблюдаемый на некоторых кривых максимум около $-1 \frac{kT}{e}$ является, по-видимому, "ложным", т.е. является результатом наложения двух вышеназванных максимумов. Наибольшие изменения максимум претерпевает при отрицательных γ .

Следовательно, у состаренных образцов ГЭС-5 основными являются донорные уровни рекомбинации. Приведенные явления не противоречат теории координационной связи, поскольку энергия координационно-связанных молекул может изменяться в широких пределах, что соответствует существенно различным по активности центрам координационной адсорбции.

Кривые $Q_s(Y)$ не имеют резкого подъема при крайних отрицательных значениях Y , наблюдаемых во многих работах (см. например [6]). Это можно объяснить тем, что примененные в работе смещения зон недостаточны, чтобы влиять на донорные уровни вблизи края валентной зоны проводника n -типа.

При промывании образца в эфире поверхность образца приобретает отрицательный потенциал и кривая скорости поверхностной рекомбинации соответствует случаю $\frac{c_p}{c_n} > 1$. Влияние эфира быстро уменьшается при хранении образца на воздухе: максимальное значение S падает; начальный изгиб зон становится положительным; кривая захвата через 3 часа после промывания практически совпадает с кривой, которая наблюдается на воздухе после нагревания образца в вакууме. Через сутки S практически не зависит, а Q_s очень слабо зависит от изгиба зон. Такая ситуация по литературным данным наблюдается часто.

Из рассмотренного материала следует, что метод эффекта поля позволяет получить ценные сведения о поверхностных состояниях германия со средней степенью легирования. Основные закономерности, наблюдаемые на нелегированном германии, действуют также на легированном германии, но выявляются и некоторые особенности. Для полного выяснения этих особенностей требуются дальнейшие исследования.

Л и т е р а т у р а

1. В.П. Бендер и др. Настоящий сборник, стр. 3.
2. Ю.Ф. Новотоцкий - Власов. Труды ФИАН, 48, 3 (1969).
3. W.L. Brown. Phys. Rev., 100, 590 (1955).

4. В.Ф. К и с е л е в. Поверхностные явления в полупроводниках и диэлектриках. Изд. Наука, 1970.

5. В.И. Л я ш е н к о и др. Электронные явления на поверхности полупроводников. Изд. Наукова Думка, 1968, стр. 233.

6. О.С. Ф р о л о в, О.В. С н и т к о. ФТП, 2, II44 (1968).

V. Bender, A. Paat, T. Plkka,
J. Valdur

Measuring the Field Effect in Doped

Germanium

Summary

This paper presents experimental results of studying semiconductors' surface state using sinusoidal high-signal field effect method with stationary photoconductivity method. The results have been obtained for $5\Omega\text{cm}$ germanium specimens.

УДК 539.23; 621.315.592

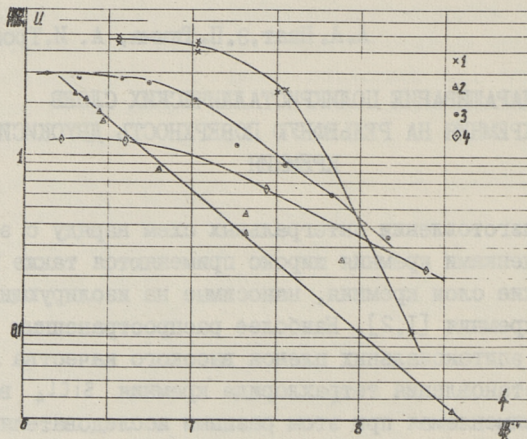
А. А. Паат, Э. П. Тимма, А. И. Тромбовецкий

НАРАЩИВАНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЕВ
КРЕМНИЯ НА РЕЛЬЕФНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ ДВУОКСИ
КРЕМНИЯ

При изготовлении интегральных схем наряду с эпитаксиальными пленками кремния широко применяются также поликристаллические слои кремния, наносимые на изолирующие пленки двуокиси кремния [1,2]. Наиболее распространенным методом получения эпитаксиальных пленок высокого качества является метод восстановления тетрахлорида кремния $SiCl_4$ водородом [2, 3]. Применяемая при этом разными исследователями аппаратура принципиально одинакова, но имеются конструктивные различия. Процессы наращивания поликристаллических слоев кремния менее исследованы. Для получения качественных поликристаллических слоев надо соблюдать определенный режим наращивания, который не совпадает с режимом наращивания монокристаллических пленок. Наличие рельефа (канавок) на поверхности подложки усложняет задачу, поскольку надо добиться равномерного заполнения канавок поликристаллическим материалом, предотвращая возникновение пустот в поликристаллическом слое вдоль канавок. Задачей данной работы и является исследование режимов наращивания поликристаллических слоев кремния на рельефные, покрытые аморфным слоем двуокиси кремния, кремниевые подложки.

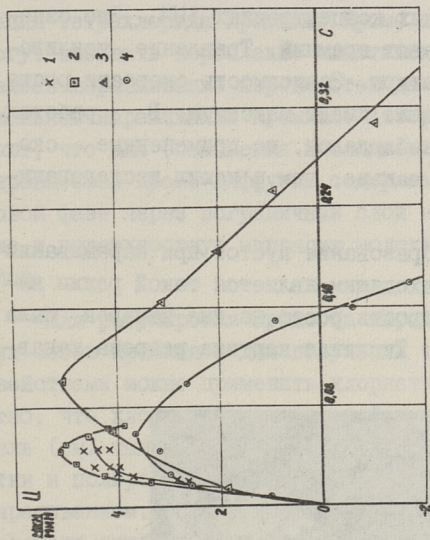
Для наращивания поликристаллических слоев применима принципиально такая же аппаратура, как для эпитаксиальных пленок. В данной работе производились исследования режимов наращивания для горизонтальной и вертикальной установок. Скорость роста слоев u и качество их зависят от температуры наращивания (подложки) T_n , молярной концентрации тетрахлорида кремния в водороде C , скорости потока смеси

газов v , скорости потока водорода через источник тетра-хлорида кремния v_1 , температуры источника T_u , концентрации примесей, длительности процесса и геометрических характеристик аппаратуры. Из вышеуказанного следует, что для каждой конкретной установки оптимальный режим можно найти лишь методом проб и ошибок.

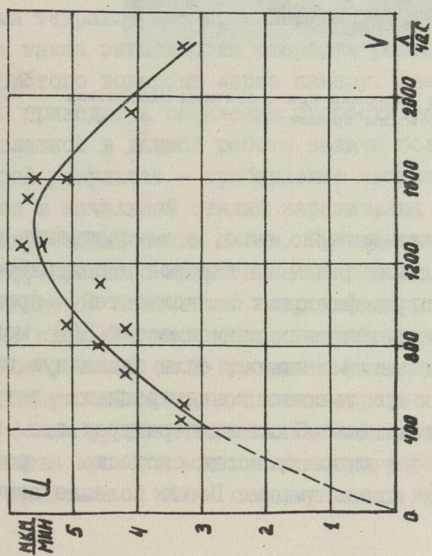


Фиг. 1. Зависимость скорости роста слоев кремния от температуры. 1 - наши данные для поликристаллических слоев, 2 - данные Тойерера [4], 3 - Байлэндера [5], 4 - Стейнмайера, [6] для эпитаксиальных слоев.

На фигурах приведены зависимости скорости роста поликристаллических слоев для вертикальной установки: на фиг. 1 дана зависимость от температуры (температура определялась оптическим пирометром), на фиг. 2 от молярной концентрации тетрахлорида кремния в водороде, на фиг. 3 от скорости потока газов. Для сравнения приведены также некоторые зависимости для эпитаксиальных пленок по литературным данным [4 - 6]. Видно, что зависимости скорости роста поли- и монокристаллических слоев качественно одинаковы. С повышением температуры скорость роста увеличивается и достигает постоянного значения. При больших молярных концентрациях тетрахлорида кремния в водороде скорость роста должна сни-



Фиг. 2.
Зависимость скорости роста слоев кремния от молярной концентрации $S_i \cdot \Omega_i$. Наши данные для поликристаллических слоев: 1 - $t_n = 1150^\circ\text{C}$, 2 - $t_n = 1270^\circ\text{C}$. Данные для эпитаксиальных слоев, 3 - Тойзера [4], $t_n = 1270^\circ\text{C}$, 4 - Байлендера [5], $t_n = 1250^\circ\text{C}$.



Фиг. 3.
Зависимость скорости роста поликристаллических слоев кремния от скорости потока газов. $t_n = 1190^\circ\text{C}$, $C = 0,03 - 0,05$.

жаться при высоких температурах [6]. Зависимость скорости роста от молярной концентрации SiCl_4 в H_2 имеет максимум, после которого скорость роста снижается до отрицательных значений при высоких концентрациях SiCl_4 . Это означает, что $\text{H}_2 + \text{SiCl}_4$ травит кремний. Травление усиливается при повышении температуры. Зависимость скорости роста от скорости потока газа также имеет максимум. В работах [4, 5] такой максимум не наблюдался, но примененные скорости потока были заметно меньше, чем в наших исследованиях.

Для предотвращения образования пустот при наращивании на рельефные подложки подходящим является такой режим наращивания, при котором скорость роста на дне канавок была бы больше, чем вне канавок. Типичная картина разреза канавки видна на фиг. 4.

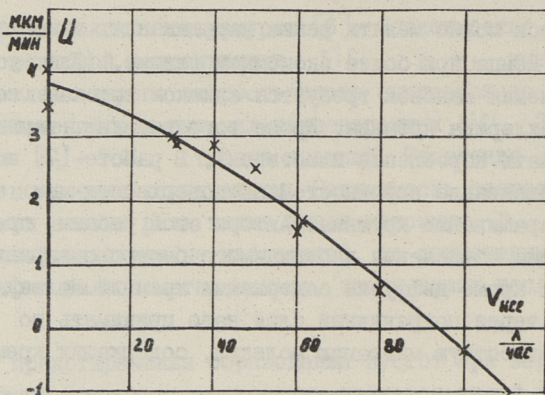


Фиг. 4. Разрез канавки в подложке при частичном заполнении ее поликристаллическим кремнием.

Температура на дне канавки наверно выше, а концентрация содержащих кремний молекул ниже, чем на гладкой поверхности подложки. На основе экспериментальных зависимостей, приведенных на фиг. 1-3, и теоретических зависимостей [6] можно ожидать ускоренного заполнения канавок, если начальную стадию наращивания провести при высоких концентрациях тетраоксида кремния при не слишком низких температурах, т.е. наращивание надо провести в условиях, когда скорость роста уменьшается с повышением концентрации. После полного запол-

нения канавок можно менять режим наращивания, чтобы довести процесс до конца при более экономном режиме. (Для ускоренного заполнения канавок требуется слишком высокая концентрация тетрахлорида кремния. Кроме того высокие температуры могут вызывать коробление пластинок). В работе [7] исследовалось выравнивание неровностей на поверхности при эпитаксиальном наращивании кремния. Авторы этой работы предполагают, что для объяснения наблюдаемого быстрого выравнивания неровностей кроме диффузии содержащих кремний молекул в газовой фазе через пограничный слой надо принимать во внимание и поверхностную миграцию молекул, содержащих кремний и хлор.

Для регулировки процесса наращивания поликристаллических слоев кремния и для получения этих слоев с хорошими свойствами можно применять хлористый водород. Хорошо известно, что хлористый водород действует на кремний как травитель (см. например [8, 2]) и он часто применяется для очистки и полировки кремниевой подложки перед эпитаксиальным наращиванием. Если в поток смеси тетрахлористого кремния и водорода прибавить хлористый водород, то происходят одновременно процессы наращивания и травления слоя кремния. Следовательно изменением концентрации хлористого водорода в общем потоке газов можно регулировать скорость роста поликристаллического слоя при постоянной температуре и концентрации тетрахлорида кремния. На фиг. 5 для примера показана одна такая зависимость скорости роста от скорости потока хлористого водорода через камеру. Увеличение концентрации HCl приводит к понижению скорости роста. С точки зрения поставленной в данной работе задачи более важным является второй результат — прибавление хлористого водорода в поток газов в начальной стадии наращивания влияет на структуру поликристаллических слоев. Наблюдения при помощи микроскопа и инфракрасного микроскопа показали, что при наличии HCl уменьшается количество макродефектов в поликристаллическом слое, слой является более мелкозернистыми и однородными. Мелкозернистый слой по-видимому является результатом того, что хлористый водород сильнее травит крупные, выступающие над общим уровнем зерна. Наблюдается также уменьшение количества пустот, возникающих при заполнении канавок. Травящее действие HCl сильнее вдоль краев канавок, благодаря



Фиг. 5 Зависимость скорости роста поликристаллических слоев кремния от скорости потока H_2 . $t_n = 1100^\circ C$, $C = 0,054$, $V' = 2400 \frac{л}{час}$.

чему становится невозможным ускоренный рост поликристаллического слоя по краям канавок и возникновение отдельных крупных зерен на краях, приводящих к образованию пустот.

Таким образом процесс наращивания поликристаллических слоев кремния можно регулировать несколькими способами.

Л и т е р а т у р а

1. A. A. S h e p h e r d. Thin Film Microelectronics, Chapman and Hall LTD, London, 1965. Перевод: Пленочная микроэлектроника, "Мир", Москва, 1968.

2. B. M. B a r r y. Fundamentals of Silicon Integrated Device Technology, 1, ed. R. M. Burger, R. P. Donovan. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1967.

Перевод: Основы технологии кремниевых интегральных схем, "Мир", Москва, 1969.

3. Л. С. П а л а т н и к, И. И. П а п и р о в. Эпитаксиальные пленки. "Наука", Москва, 1971.

4. H.C. Theuerer. J. Electrochem. Soc., 108, 649 (1961).

5. E.G. Bylander. J. Electrochem. Soc., 109, 1171 (1962).

6. W. Steinmaier. Philips Res., Reports, 18, 75 (1963).

7. W.R. Runyan, E.G. Alexander, S.E. Craig. J. Electrochem. Soc., 114, 1154 (1967).

8. W.H. Shepherd. J. Electrochem. Soc., 112, 988 (1965).

A.Paat, E.Tinna, A.Trombovetski

Über Niederschlag von polykristallinem Silizium auf einer Siliziumdioxidschicht mit Rillenzeichnung

Zusammenfassung

Auf einer Siliziumdioxidschicht, die eine Rillenzeichnung hat, wurde Niederschlag von polykristallinem Silizium durch Reduktion von Siliziumtetrachlorid mit Wasserstoff erzeugt. Dabei wurde die Abhängigkeit der Wachstumsgeschwindigkeit von verschiedenen Parametern bestimmt. Es wurde die Möglichkeit, die Rillen mit polykristallinem Silizium zu füllen und die Führung des Wachstumsprozesses durch Beimischung von Chlorwasserstoff zum Reaktionsgasgemisch untersucht.

УДК 621.375.82

Ю.Ф. Удер

ОДНОРОДНЫЕ И НЕОДНОРОДНЫЕ ПЛОСКИЕ ВОЛНЫ
 В ГОЛОГРАФИИ ФРЕНЕЛЯ

Спектр излучения лазера обычно настолько узок, что в голографии [1] наиболее важным случаем объектной волны является монохроматическая поляризованная электромагнитная волна. Как известно [2] всякое поле монохроматического излучения в свободной от источников и рассеивающих тел области пространства можно представить через так называемый угловой спектр плоских волн. Для комплексной амплитуды электромагнитного поля это разложение имеет вид

$$\vec{E}_0(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} \vec{e}_u(\xi, \eta) \exp[-i(\xi x + \eta y + u \vec{n}_0 z)] d\xi d\eta, \quad (1)$$

где $u = \pm 1$ определяет направление распространения соответственно по или против направления оси z пространственной координатной системы (x, y, z) ,

$$k_z = \begin{cases} (k_0^2 - \xi^2 - \eta^2)^{\frac{1}{2}} & \text{при } \xi^2 + \eta^2 \leq k_0^2, \\ -i(\xi^2 + \eta^2 - k_0^2)^{\frac{1}{2}} & \text{при } \xi^2 + \eta^2 > k_0^2 \end{cases} \quad (2)$$

и $k_0 = 2\pi/l$ (l — длина волны), а вектор плотности спектра \vec{e}_u перпендикулярен к волновому вектору плоских волн разложения

$$\vec{n}_0 = \xi \vec{i} + \eta \vec{j} + u \vec{n}_0 \vec{k}, \quad (3)$$

где \vec{i} , \vec{j} и \vec{k} —орты осей координатной системы.

Разложение (I) содержит в себе как однородные (при вещественном \tilde{n}_0) так и неоднородные (при мнимом \tilde{n}_0) плоские волны [3]. Иногда эти части углового спектра носят названия видимых и невидимых областей спектра [4]. Целью настоящей работы является определение роли однородных и неоднородных плоских волн в голографии Френеля на основе модели объемной голограммы, электромагнитная теория которой изложена в работе автора [5].

I. Плоские волны в разных схемах восстановления

В работе [5] было определено, что комплексная амплитуда электрического поля восстановленной плоской волны вычисляется по формуле

$$\bar{E}(x, y, z) = \frac{icd}{2\epsilon_0} \sum_{\eta, m, \nu, \mu} \frac{\sin W}{W} q(\xi_2, \eta_2) \bar{P}(\alpha_2, \beta_2), \quad (4)$$

где

$$W = \begin{cases} \frac{d}{2} [\nu \gamma_1 - \eta \tilde{n}_1^* - \mu(\epsilon_0 \alpha_0^2 - \alpha_2^2 - \beta_2^2)^{\frac{1}{2}} + m(ek_0^2 - \xi_2^2 - \eta_2^2)^{\frac{1}{2}}], \\ \frac{d}{2} \left\{ \nu \gamma_1 + \eta \tilde{n}_1 - \mu(\epsilon_0 \alpha_0^2 - \alpha_2^2 - \beta_2^2)^{\frac{1}{2}} - m[(ek_0^2 - \xi_2^2 - \eta_2^2)^{\frac{1}{2}}]^* \right\}, \end{cases} \quad (5)$$

$$q(\xi, \eta) = (N_{\nu\nu}^* \bar{e}_\nu^*) (N_{\mu\mu} \bar{e}_\mu) \exp \left[-i \frac{d}{2} (\tilde{n} - \tilde{n}_0) \right], \quad (6)$$

$$\bar{P}(\alpha, \beta) = \frac{1}{8} M_{\psi\mu} \left[\epsilon_0 \alpha_0^2 N_{\nu\chi} \bar{e}_\chi - (\bar{\gamma} N_{\nu\chi} \bar{e}_\chi) \bar{\gamma} \right] \exp \left\{ -i \left[\alpha x + \beta y + \gamma \frac{d}{2} + \gamma_0 \left(|z| - \frac{d}{2} \right) \right] \right\}, \quad (7)$$

$$\bar{\gamma} = \alpha \bar{t} + \beta \bar{j} + \mu \gamma \bar{k}, \quad (8)$$

а $\alpha_2 = \alpha_1 \mp \xi_1 \pm \xi_2$ и $\beta_2 = \beta_1 \mp \eta_1 \pm \eta_2$; x и y есть составляющие волнового вектора восстановленной плоской волны:

$$\bar{\alpha}_2 = \alpha_2 \bar{t} + \beta_2 \bar{j} + \gamma \left[\alpha_0^2 - \alpha_2^2 - \beta_2^2 \right]^{\frac{1}{2}} \bar{k}. \quad (9)$$

В случае действительного изображения вместо $q(\xi, \eta)$ в (4) напишут $q^*(-\xi, -\eta)$, а для W используют второе выражение (5). В выражениях для α_2 и β_2 в случае мнимого изображения берут верхние знаки, а в случае действительного изображения — нижние.

На регистрирующую пластину (диэлектрическая проницаемость ϵ , толщина d), перпендикулярную координатной оси z , падает плоская опорная (амплитуда \bar{e}_v , x - и y - составляющие волнового вектора ξ_1 и η_1 , z — составляющая в пластинке \hat{n}_1 , направление распространения по или против направления оси z определяется величиной $v = \pm 1$) и объектная (\bar{e}'_u , ξ_2 , η_2 , \hat{n} и u) волны. В процессе считывания на голограмму (средняя диэлектрическая проницаемость ϵ_0) падает плоская волна (\bar{e}_x , α_1 , β_1 , γ_1 и χ), которая в дифракционных максимумах первого порядка дает восстановленную плоскую волну (\bar{E} , α , β , γ и ψ).

Направление распространения по или против направления z -оси в пластинке определяется знаковыми функциями n , m , v и μ . z — составляющая волнового вектора восстановленной плоской волны γ_0 вычисляется по формуле (2), где k_0 заменяется на $k_0 = 2\pi/\lambda$ (λ — длина волны в процессе считывания). Матрицы N и M описывают явления преломления на границах воздух — регистрирующая среда и голограмма — воздух.

В данной работе мы будем интересоваться только амплитудой (интенсивностью) восстановленной плоской волны (4). Так как коэффициенты пропускания и отражения на границах голограммы довольно медленно изменяются с изменением угла падения плоских волн (особенно при малых значениях угла падения), то модули комплексных множителей (6) и (7) в выражении (4) являются мало изменяющимися по сравнению с модулем величины $\sin W/W$. Поэтому все основные свойства решения (4), кроме тех, которые зависят от состояния поляризации волн, определяются функцией $\sin W/W$.

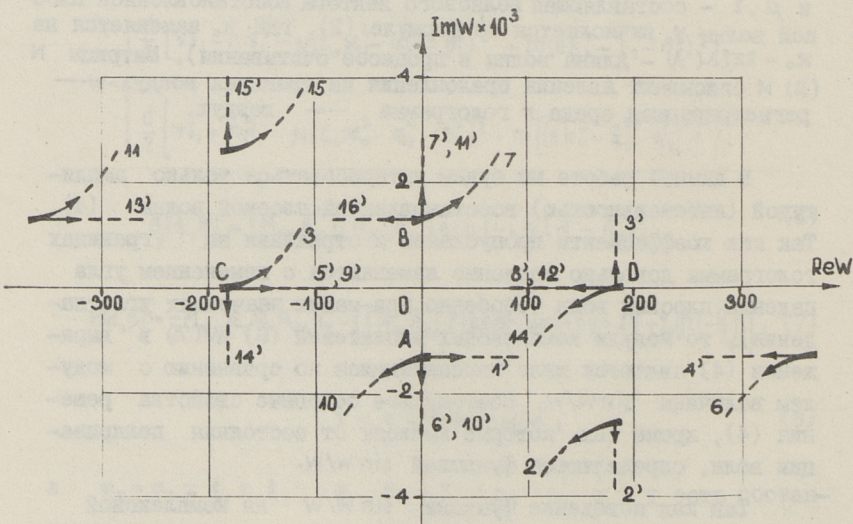
Так как поведение функции $\sin W/W$ на комплексной плоскости известно, в наших целях достаточно проанализировать только ее аргумент — W .

Сперва определим числовые значения величин v , n , μ и m , при которых амплитуды восстановленных волн являются максимальными. Для краткости изложения обозначим цифрами от

I до I6 всевозможные комбинации этих значений следующим образом:

	ν	μ	μ	m		ν	μ	μ	m
1)	I	I	I	I	9)	-I	I	I	I
2)	I	I	-I	I	10)	-I	I	-I	I
3)	I	I	I	-I	11)	-I	I	I	-I
4)	I	I	-I	-I	12)	-I	I	-I	-I
5)	I	-I	I	I	13)	-I	-I	I	I
6)	I	-I	-I	I	14)	-I	-I	-I	I
7)	I	-I	I	-I	15)	-I	-I	I	-I
8)	I	-I	-I	-I	16)	-I	-I	-I	-I

Если не учитывать отражений от поверхностей голограммы, то знак суммирования в выражении (4) излишен и выбранные значения для ν , μ , μ и m определяют направления распространения волн как внутри, так и вне голограммы ($\nu = \mu$, $\mu = \nu$, $\mu = \nu$, $m = u$). Тогда в (10) соответствующими цифрами обозначаются разные схемы восстановления.



Фиг. 1. Схематическое изображение функции $W = f(\sqrt{\xi_1^2 + \eta_1^2})$ на комплексной плоскости для всевозможных направлений распространения волн в голограмме: (10).

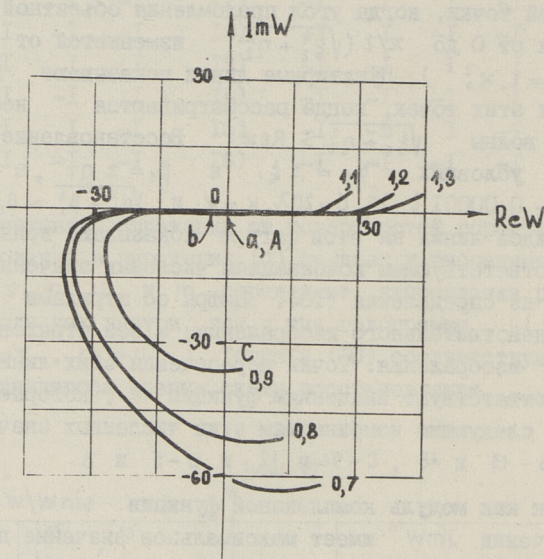
На фиг. I на комплексной плоскости изображены линия и точки, которые показывают зависимость величины W от направления распространения объектной волны по отношению к нормали на поверхности голограммы. Сплошные линии, изображенные в виде стрелок, показывают области и направления изображающей точки, когда угол преломления объектной волны изменяется от 0 до $\pi/2$ ($\sqrt{\xi_2^2 + \eta_2^2}$ изменяется от 0 до $\text{Re} \kappa$, где $\kappa^2 = \epsilon_0 \kappa_0^2$). Пунктирные линии показывают дальнейшие движения этих точек, когда рассматриваются неоднородные плоские волны $\sqrt{\xi_2^2 + \eta_2^2} > \text{Re} \kappa$. Восстановление происходит при условиях $\alpha_1 = \pm \xi_1$ и $\beta_1 = \pm \eta_1$, а $\epsilon_0 = e = (1,5 - 0,00001i)^2$, $d = 20\lambda$, $\kappa_0 = \kappa$ и $\sqrt{\alpha_1^2 + \beta_1^2} = 0,4\kappa_0$. Цифры у каждой линии на этой фигуре показывают принадлежность их к соответствующим комбинациям числовых значений ν , n , μ и m из определения (10). Цифры со штрихами обозначают случаи действительного изображения, а без штрихов — случаи мнимого изображения. Точки пересечения этих линий A, B, C и D соответствуют значениям функции W , которые определяются по следующим комбинациям этих численных значений A-1 и 4, B-13 и 16, C-9 и 12 и D-5 и 8.

Так как модуль комплексной функции $\sin W/W$ при данном значении $\text{Im} W$ имеет максимальное значение при $\text{Re} W = 0$, то из фиг. I следует, что амплитуды восстановленных волн являются максимальными в случаях I, 4, 13, 16 для мнимого изображения и в случаях 6', 7', 10', 11' для действительного изображения. Физически случай 16 не отличается от случая I, а 13 от 4 и т.д., поскольку в них взаимные расположения всех волн в пространстве одинаковые. Следовательно, амплитуды восстановленных плоских волн являются наибольшими в случаях

- I и 4 — для мнимого изображения и
 6' и 7' — для действительного изображения. (II)

В случае I восстановление происходит по схеме Габор [1] и Лейта [6], а в случаях 4 и 6' — по схеме Денисюка [7]. 7' по существу является также случаем восстановления по схеме Габор, но в первых работах по голографии он не выступал как особый способ получения действительного изображения, поскольку явление дифракции света на двумерной голограмме не имеет принципиальных различий между случаями, ког-

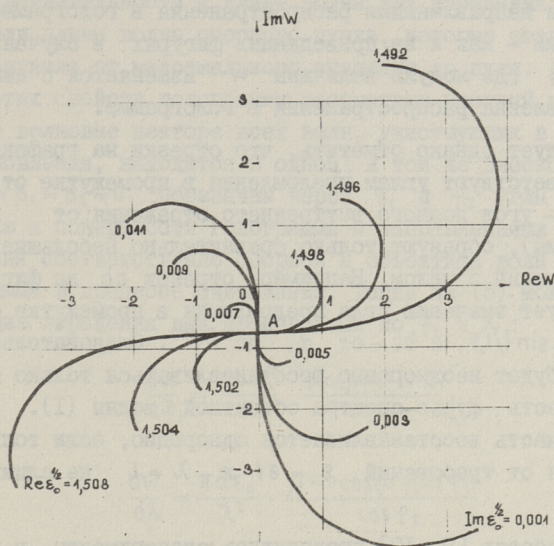
да голограмма освещается опорной волной спереди или сзади. В работе [8] впервые дано теоретическое обоснование схемы 7', как наиболее совершенной для получения действительного изображения в проходящих через голограмму лучах света.



Фиг. 2. Графики функции $W = f(\sqrt{\xi_2^2 + \eta_2^2})$ на комплексной плоскости для нескольких значений λ/l в случае схемы восстановления 1.

Фиг. 1 соответствует случаю регистрирующей среды, оптические свойства которой в среднем не изменяются в процессе изготовления голограммы ($\epsilon_0 = e$). Обычно $\epsilon_0 \neq e$. Кроме того, длина волны света на разных ступенях процесса восстановления может быть разной ($\lambda \neq l$). Поэтому представляют интерес возможные изменения в этих графиках на комплексной плоскости, которые вызываются изменениями отдельных оптических свойств среды в процессе обработки голограммы, а также различием в длинах волн на разных ступенях процесса восстановления.

На фиг. 2 и 3 показаны некоторые изменения в функциональной зависимости W от $\sqrt{\xi_2^2 + \eta_2^2}$ в случае схемы восстановления 1.



Фиг. 3. Графики функции $W = f(\sqrt{\xi_2^2 + \eta_2^2})$ на комплексной плоскости для нескольких значений $\text{Re}\sqrt{\epsilon_0} \neq 1,5$ и $\text{Im}\sqrt{\epsilon_0} \neq 0,006$ в случае схемы восстановления 1.

Если $\epsilon_0 = e = (1,5 - i0,006)^2$ (см. [8]), $d = 20\lambda$, $\kappa_0 = \infty$.

и $\alpha_1 = \beta_1 = \xi_1 = \eta_1 = 0$, то независимо от значения угла падения объектной волны ($\sqrt{\xi_2^2 + \eta_2^2}$ произвольное) W изображается точкой A на этих фигурах ($\text{Re}W=0, \text{Im}W=-0,753$). Стоит только взять разные значения длин волн на разных ступенях процесса восстановления (фиг. 2), или изменить на небольшую величину значение комплексной диэлектрической проницаемости голограммы ϵ_0 (фиг. 3), как значения W расплываются по некоторым линиям на комплексной плоскости. Наиболее удаленные от A точки соответствуют направлению распространения в голограмме, параллельной к ее поверхности.

Как видно, все лучи в объектном пучке (I) восстанавливаются в одинаковой степени, если только оптические свойства регистрирующей среды в среднем не изменяются в процессе обработки ($\epsilon_0 = e$). Как показывают непосредственные вычисления, при этом же условии наиболее сильно будут восстанавливаться и действительные изображения (схемы восстанов-

ления $6'$ и $7'$), но уровни восстановления для плоских волн с разными направлениями распространения в голограмме будут различными – как и на приведенных фигурах в случаях $\epsilon_0 \neq \epsilon$ и $\lambda \neq \lambda_0$, где модуль величины W изменяется с изменением направления распространения в голограмме.

Следует однако отметить, что отрезки на графике, которые соответствуют углам преломления в промежутке от 0 до α_0 (α_0 – угол полного внутреннего отражения от границы голограммы), образуют только сравнительно небольшие части из этих линий в целом. Например, отрезок ab на **фиг. 2** соответствует значению угла преломления в промежутке от 0 до $\alpha_0 = \arcsin 1/1,5$, а bc – от α_0 до 90° . Следовательно, практически будет неоднородно восстанавливаться только неоднородная часть фурье-спектра объектной волны (I). "Видимая" же часть восстанавливается однородно, если только отступления от требований $\epsilon_0 = \epsilon$ и $\lambda = \lambda_0$ не слишком большие.

В работах [9, 10] проводились эксперименты, в которых при помощи явления полного внутреннего отражения от поверхности фотоэмульсии, погруженной в жидкость с более высоким показателем преломления, получали голограммы с участием только неоднородной части спектра объектной волны. Из них с успехом восстанавливалась видимая часть спектра.

Мы отметим здесь возможность превращения в голографии, где часть невидимого спектра объектной волны станет видимой посредством процесса восстановления или наоборот – часть видимого станет невидимой. Это происходит в том случае, когда $\epsilon_0 \neq \epsilon$. Например, если $\text{Im} \epsilon_0 = \text{Im} \epsilon = 0$ и $\epsilon_0 < \epsilon$, то неоднородные волны, направления распространения которых внутри регистрирующей среды определяются углом преломления $\arcsin \epsilon^{-\frac{1}{2}} \leq \alpha \leq \arcsin \epsilon_0^{-\frac{1}{2}}$, станут однородными на второй ступени процесса восстановления.

2. Ориентационная чувствительность голограммы и ее чувствительность к длине волны света

Для описания дифракционных свойств толстых голограмм Лейт и др. [8] ввели понятия ориентационной чувствительнос-

ти и чувствительности к длине волны как изменения угла падения или длины волны опорного пучка, которые создают убывание сигнала от максимального значения до нуля. Для описания этих свойств голограммы рассмотрим частный случай, в котором волновые вектора всех волн, участвующих в процессе восстановления, находятся в одной и той же плоскости $y=0$: $\eta_1 = \eta_2 = \beta_1 = \beta_2 = 0$. Обозначим через φ_1 и φ_2 углы между нормалью к поверхности голограммы и направлениями распространения соответственно опорной и объектной волн внутри голограммы в процессе считывания. Тогда из (5) можно найти следующие выражения для производных по φ_1 и λ :

$$\frac{dw}{d\varphi_1} = \frac{\pi d \varepsilon_0^{\frac{1}{2}}}{\lambda} \cdot \frac{\sin(\mu\varphi_2 - \nu\varphi_1)}{\cos\varphi_2}, \quad (I2)$$

$$\frac{dw}{d\lambda} = \frac{\pi d \varepsilon_0^{\frac{1}{2}}}{\lambda^2} \cdot \frac{\mu - \nu \cos(\mu\varphi_2 - \nu\varphi_1)}{\cos\varphi_2}. \quad (I3)$$

Углы φ_1 и φ_2 из-за равенства (9) связаны между собой выражением (формулой дифракционной решетки)

$$\sin\varphi_2 = \sin\varphi_1 \pm \frac{\lambda}{l}(\sin\varphi_2' - \sin\varphi_1'), \quad (I4)$$

где штрихами обозначены эти же углы в процессе получения голограммы.

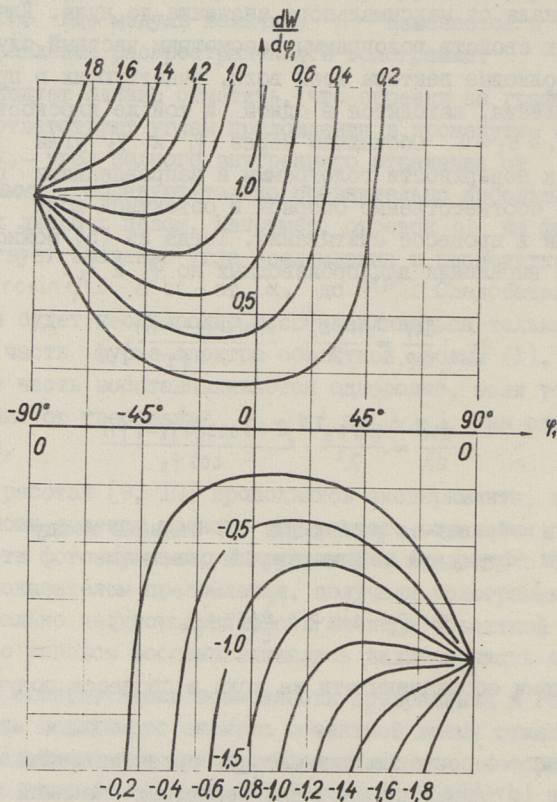
На фиг. 4 показана зависимость ориентационной чувствительности ($dw/d\varphi_1$) от φ_1 для некоторых значений параметра

$$p = \pm \frac{\lambda}{l}(\sin\varphi_2' - \sin\varphi_1'), \quad (I5)$$

который является обратной величиной периода дифракционной решетки, измеряемого в единицах λ в направлении оси x . Знак "+" в (I5) означает случай мнимого изображения, и знак "-" - случай действительного изображения. На фиг. 5 приведены аналогичные зависимости для $dw/d\lambda$.

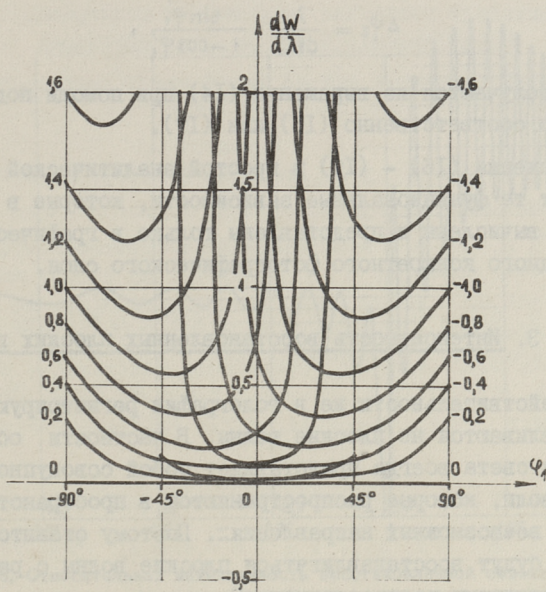
Поскольку восстановление происходит обычно при условиях $\varphi_1' = \pm \varphi_1$, то различные значения p при данном угле падения опорного пучка φ_1 определяют разные углы падения объектного пучка. Это позволяет определить по фигурам 4 и

5 зависимость дифракционных свойств голограммы от угла φ_2 .



Фиг. 4. Ориентационная чувствительность голограммы как функция угла падения опорного пучка для нескольких значений параметра r , и при значениях: $\pi d\sqrt{\epsilon_0}/\lambda = 1$, $\nu = \mu = 1$.

Из фиг. 4 и 5 ориентационная чувствительность и чувствительность к длине волны сильно зависят от угла падения объектного пучка. Существуют и области зависимости $dW/d\varphi$ от r около значений угла $\varphi_1 = 90^\circ$ при $r < 0$ и $\varphi_1 = -90^\circ$ при $r > 0$, но они не являются практически реализуемыми, поскольку φ_1 есть угол преломления опорного пучка в голограмме. Эти области угла φ_1 могут быть достигнуты только в случае, когда голограмма погружена в жидкость с более



Фиг. 5 Чувствительность голограммы к длине волны как функция угла падения опорного пучка для нескольких значений параметра p , и при значениях $\pi d\sqrt{\epsilon_0}/\lambda^2 = 1$, $\nu = \mu = 1$.

высоким показателем преломления, чем показатель преломления голограммы.

Если ввести в действие условия, при которых проводились вычисления в работе [8] — мнимое изображение, $\mu = \nu = 1$, $\lambda = l$, $\varphi'_1 = \varphi_1$, $\varphi'_2 = 0$, $dW = -\pi$ и использовать выражения (I2) и (I3), то из них получим:

$$\Delta\varphi_1 = \frac{\lambda}{d\sqrt{\epsilon_0}} \operatorname{csec} \varphi'_1, \quad (\text{I6})$$

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda^2}{d\sqrt{\epsilon_0}} \cdot \frac{1}{1 - \cos \varphi'_1}. \quad (\text{I7})$$

Поворот голограммы на угол $\Delta\varphi_1$ от положения вульф-брегговского отражения или увеличение длины волны опорного пучка на $\Delta\lambda$ в этом положении вызывает погашение мнимого изображения. При этом соответствующие изменения в направлениях наблюдения для мнимого изображения вычисляются по формулам:

$$\Delta\varphi_2 = \frac{\lambda}{d\sqrt{\varepsilon_0}} \cot\varphi'_1 \quad (18)$$

и

$$\Delta\varphi_2 = \frac{\lambda}{d\sqrt{\varepsilon_0}} \cdot \frac{\sin\varphi'_1}{1 - \cos\varphi'_1}, \quad (19)$$

которые получаются из выражения (14) при помощи подстановки в него соответственно (16) или (17).

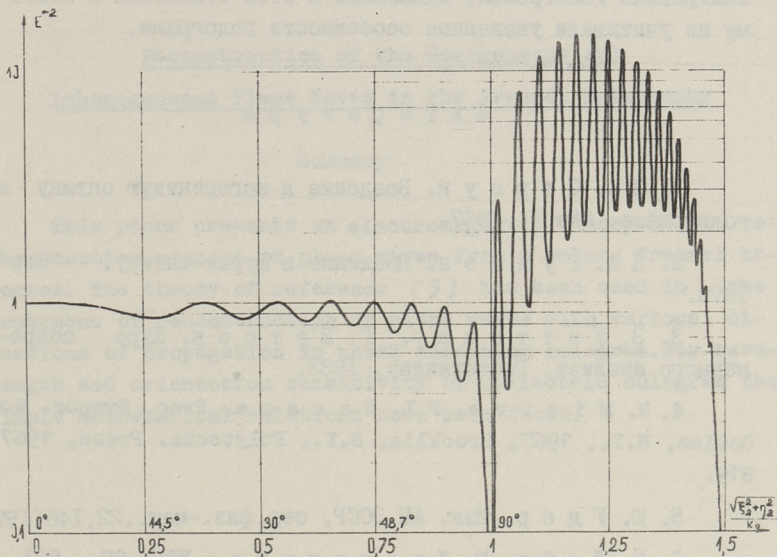
Выражения (16) – (19) в простой аналитической форме описывают те функциональные зависимости, которые в работе [8] были вычислены и представлены только в графическом виде для одного конкретного фотографического слоя.

3. Интенсивность восстановленных плоских волн

В действительности же в голографии регистрируются и восстанавливаются не плоские волны. В частности объективный пучок света всегда представляет собой совокупность плоских волн, которые распространяются в пространстве в общем во всевозможных направлениях. Поэтому ставится вопрос, как будут восстанавливаться плоские волны с различными направлениями распространения?

Для получения ответа на этот вопрос мы проводили вычисления по формуле (4), определяя зависимость интенсивности восстановленной плоской волны от ее направления распространения при разных состояниях поляризации как опорной, так и объектной волн. На фиг. 6 приведена типичная кривая, показывающая зависимость интенсивности восстановленной объектной волны от угла ее падения на фотопластинку. Поскольку рассматриваются и неоднородные волны, на оси абсцисс отложены значения параллельной к поверхности голограммы составляющей волнового вектора объектной волны. В данном случае плоскость падения объектной волны составляет угол 45° с плоскостью падения спорного пучка. Все лучи поляризованы перпендикулярно своей плоскости падения. Угол падения опорного пучка составляет $11,5^\circ$. Восстановление происходит по схеме I или 4 из определения (10).

Как видно из фиг. 6, в случае сложного фурье-спектра объектной волны (разложение по плоским волнам), не все плоские волны этого разложения восстанавливаются в одина-



Фиг. 6. Относительная интенсивность восстановленной объектной волны как функция ее угла падения на регистрирующую пластинку. $\epsilon_0 = \epsilon = (1,5 - 0,006 i)^2$, $d/\lambda = 10$, $l = \lambda$.

ковой степени. Сравнительно сильно восстанавливаются те неоднородные волны, которые внутри голограммы являются однородными и распространяются там под углами к поверхностной нормали голограммы, большими, чем угол полного внутреннего отражения. Неоднородные волны, у которых $\sqrt{\xi_2^2 - \eta_2^2} > \text{Re} \epsilon$ практически не восстанавливаются. Поскольку амплитуды неоднородных волн очень быстро убывают в направлении оси z (см. (I)), на фиг. 6 показаны их интенсивность при выходе из голограммы, причем амплитуды неоднородных объектных волн в процессе получения голограммы на поверхности регистрирующей среды при входе в нее взяты равными амплитудам однородных объектных волн.

Конечно, сказанное здесь имеет смысл только тогда, когда все пространственные частоты будут регистрироваться в голограмме в одинаковой степени. В действительности же регистрирующие среды обладают определенными частотными характеристиками, которые в конечном счете и определяют рассмотренные

свойства голограмм. В данной работе и работе [5] мы рассматривали голограммы, идеальные в этом отношении и поэтому не учитывали указанные особенности голограмм.

Л и т е р а т у р а

1. Д ж. С т р о у к. Введение в когерентную оптику и голографию. "Мир", 1967.
2. Д ж. Г у д м е н. Введение в фурье-оптику. "Мир", 1970.
3. Э. У и т т е к е р, Г. В а т с о н. Курс современного анализа. Гостехиздат, 1933.
4. R. M i t t r a, P. L. R a n s o m. Proc. Sympos. Mod. Optics, N.Y., 1967, Brooklin, N.Y., Polytechn. Press, 1967, 619.
5. Ю. У д е р. Изв. АН ЭССР, сер. физ.-мат., 22, 146 (1973).
6. Э. Л е й т, Ю. У п а т н и е к с, УФН, 87, 521, (1965).
7. Ю. Н. Д е н и с ю к. ДАН СССР, 144, 1275 (1962).
8. E. N. L e i t h and others. Appl. Optics, 5, 1303 (1966).
9. H. N a s s e n s t e i n. Phys. Lett., 28 A, 249 (1968).
10. O. B r u n g d a h l. J. Opt. Soc. Am., 59, 1645 (1969).

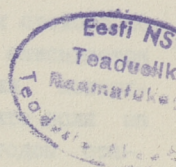
Reconstruction of the Homogeneous and
Inhomogeneous Plane Waves in the Fresnel Holography

Summary

This paper presents an electromagnetic theory of the reconstruction process of plane waves from a volume Fresnel hologram. The theory of reference [5] has been used in the treatment of reconstruction of plane waves with various directions of propagation in thick absorbing hologram. For wavelength and orientation sensitivity of dielectric hologram the simple mathematical relations have been found.

С о д е р ж а н и е

	стр.
1. Бендер В.П., Паат А.А., Пикка Т.А., Валдур Я.В. "Установка для измерения эффе́кта поля на легированном германии"	3
2. Бендер В.П., Паат А.А., Пикка Т.А., Валдур Я.В. "Измерение эффе́кта поля на леги- рованном германии"	17
3. Паат А.А., Тимма Э.П., Тромбовецкий А.И. "Наращивание поликристаллических слоев крем- ния на рельефную поверхность двуокиси кремния"	27
4. Удер Ю.Ф. "Однородные и неоднородные плоские волны в голографии Френеля"	35



1	Бендер В.И., Иван А.А., Иван Т.А.
3	Малыш В.В. "Устойчивость при квантовых эффектах поля на квантовом уровне"
11	Бендер В.И., Иван А.А., Иван Т.А.
17	Бендер В.И. "Устойчивость эффекта поля на кван- товом уровне"
23	Иван А.А., Иван В.И., Промышленков А.И.
29	"Влияние нелинейных эффектов на кван- товое состояние"
35	Иван В.И. "Устойчивость к возмущениям кванто- воего состояния"

ТРУДЫ ПО ФИЗИКЕ
Сборник статей У1

Таллинский политехнический институт
Редактор Г. Метс
Техн. редактор Г. Гришина

Сборник утвержден коллегией Трудов ТПИ 10/X 1972

Подписано к печати 16/1У 1973.
Бумага 60x90/16. Печ. л. 3,25 + 0,125 прилож.
Учетно-изд. л. 2,62. Тираж 350. МВ-03495. Зак. №267
Ротапринт ТПИ, Таллин, ул. Коскла, 2/9.
Цена 26 коп.

Т Р У Д Ы П О Ф И З И К Е

СБОРНИК СТАТЕЙ У I

УДК 537.311.33; 621.315.592.3

Установка для измерения эффекта поля на легированном германии. А.П.Бендер, А.А. Паат, Т.А. Пикка, Я.В. Валдур. Труды Таллинского политехнического института, № 338, 1973, стр. 3-16.

В статье дается обзор теории поверхностных свойств полупроводников и метода эффекта поля. Подробно описывается аппаратура и методика измерения для исследования поверхностных состояний полупроводников методом эффекта поля на больших синусоидальных сигналах совместно с методом стационарной фотопроводимости.

УДК 537.311.33; 621.315.592.3.

Измерение эффекта поля на легированном германии. В.П.Бендер, А.А. Паат, Т.А. Пикка, Я.В. Валдур. Труды Таллинского политехнического института, №338, 1973, стр. 17-25.

В статье приводятся результаты исследования поверхностных состояний полупроводников методом эффекта поля на больших синусоидальных сигналах совместно с методом стационарной фотопроводимости на образцах германия марки РЭС-5.

УДК 539.23; 621.315.592.

Нарращивание поликристаллических слоев кремния на рельефную поверхность двуокиси кремния. А. Паат, Э.Тимма, А.И.Тромбовецкий. Труды Таллинского политехнического института, № 338, 1973, стр. 27-33.

На рельефную поверхность двуокиси кремния наращивались поликристаллические слои кремния методом восстановления тетраоксида кремния водородом. Приведены зависимости скорости роста поликристаллических слоев от разных параметров. Исследована возможность ускоренного заполнения канавок поликристаллическим материалом и управление процессом наращивания изменением концентрации хлористого водорода.

УДК 621.375.82

Однородные и неоднородные плоские волны в голографии Френеля. Ю.Ф. Удер. Труды Таллинского политехнического института, № 338, 1973, стр.35-49.

Проведено электродинамическое описание процесса восстановления плоских световых волн из объемных голограмм типа Френеля. На основе модели объемной голограммы, электромагнитная теория которой изложена в работе автора [5], рассмотрено восстановление плоских волн с различными направлениями распространения в поглощающей голограмме. Приведены простые формулы, описывающие ориентационную чувствительность голограммы и ее чувствительность к длине волны света.

Цена 26 коп.

2