

Таким образом, как видно из выражений (6), (11), (12), учет пленения приводит к заметному изменению этих величин. В частности, изменения для χ'' могут достигать 10—20%, а величина γ_{ab} может меняться в 1,5—4 раза.

В заключение отметим, что рассмотренный относительно простой метод расчета позволяет получать явные выражения для поляризационных характеристик газового лазера не только для слабых, как, например, в [2], но и для произвольных полей. Кроме того, использование модели с усредненным оператором пленения в форме (2) открывает перспективы расчета флуктуационных характеристик газовых лазеров с учетом пленения излучения.

Авторы выражают благодарность проф. Ю. Л. Климонтовичу за постоянное внимание к работе и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. [2] Дьяконов М. И., Перель В. И. ЖЭТФ, 1964, 47, с. 1483. [3] Дьяконов М. И., Перель В. И. ЖЭТФ, 1970, 58, с. 1090. [4] Фрадкин Э. Е., Хаятин Л. М. Опт. и спектр., 1971, 30, с. 978. [5] Бирман А. Я., Савушкин А. Ф. Квант. электроника, 1978, 5, с. 502. [6] Бирман А. Я., Наумов П. Б., Савушкин А. Ф. Там же, 1980, 7, с. 338. [7] Климонтович Ю. Л. Кинетическая теория электромагнитных процессов. М.: Наука, 1980. [8] Волновые и флуктуационные процессы в лазерах. Под ред. Ю. Л. Климонтовича. М.: Наука, 1974. [9] Тучин В. В. Флуктуации в газовых лазерах. Ч. 2. Саратов: Изд-во Саратовского ун-та, 1981, с. 39. [10] Бетеров И. М., Матюгин Ю. А., Чеботаев В. П. Опт. и спектр., 1970, 28, с. 357.

Поступила в редакцию
04.07.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 4

УДК 621.373.826

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ И СУММАРНОЙ ЧАСТОТЫ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ, ИМПЛАНТИРОВАННОЙ ИОНАМИ ФОСФОРА: ДИАГНОСТИКА РАЗУПОРЯДОЧЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

М. Ф. Галаяутдинов*, С. В. Говорков, Н. И. Коротеев, И. Б. Хайбуллин*, И. Л. Шумай.

(кафедра общей физики и волновых процессов)

1. Нелинейно-оптические методы, в частности генерация второй гармоники (ГВГ) и суммарной частоты (ГСЧ) при отражении от поверхности нецентросимметричного полупроводника, являются эффективным средством получения структурной информации о кристаллической решетке [1, 2]. В то же время анизотропия нелинейного отклика центросимметричного кристалла приводит к зависимости интенсивности квадрупольной ГВГ от ориентации кристалла по отношению к поляризации падающего излучения [3]. Отсюда следует возможность применения ГВГ и ГСЧ для диагностики состояния кристаллической решетки центросимметричных кристаллов, каким является, в частности, кремний.

ГВГ от поверхности кремния была с успехом использована для исследования динамики лазерного отжига [4].

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования методами ГВГ и ГСЧ поверхности (111) кремния, подвергнутой частичной аморфизации путем имплантации в нее ионов фосфора P^{++} с энергией 80 кэВ. Постепенное разупорядочение кристаллической структуры, происходящее по мере увеличения дозы имплантации, приводит к изменениям в ориентационных зависимостях ВГ и СЧ, что позволяет судить о степени разупорядоченности поверхности с высоким пространственным разрешением.

2. Геометрия эксперимента аналогична представленной в работе [1]. Излучение лазера на АИГ: Nd^{3+} с принудительной синхронизацией мод, работающего в режиме повторения цугов импульсов $\tau_{\text{дуга}} = 150$ нс, $E_{\text{дуга}} = 1$ мДж) с частотой 1 кГц;

* Казанский физико-технический институт.

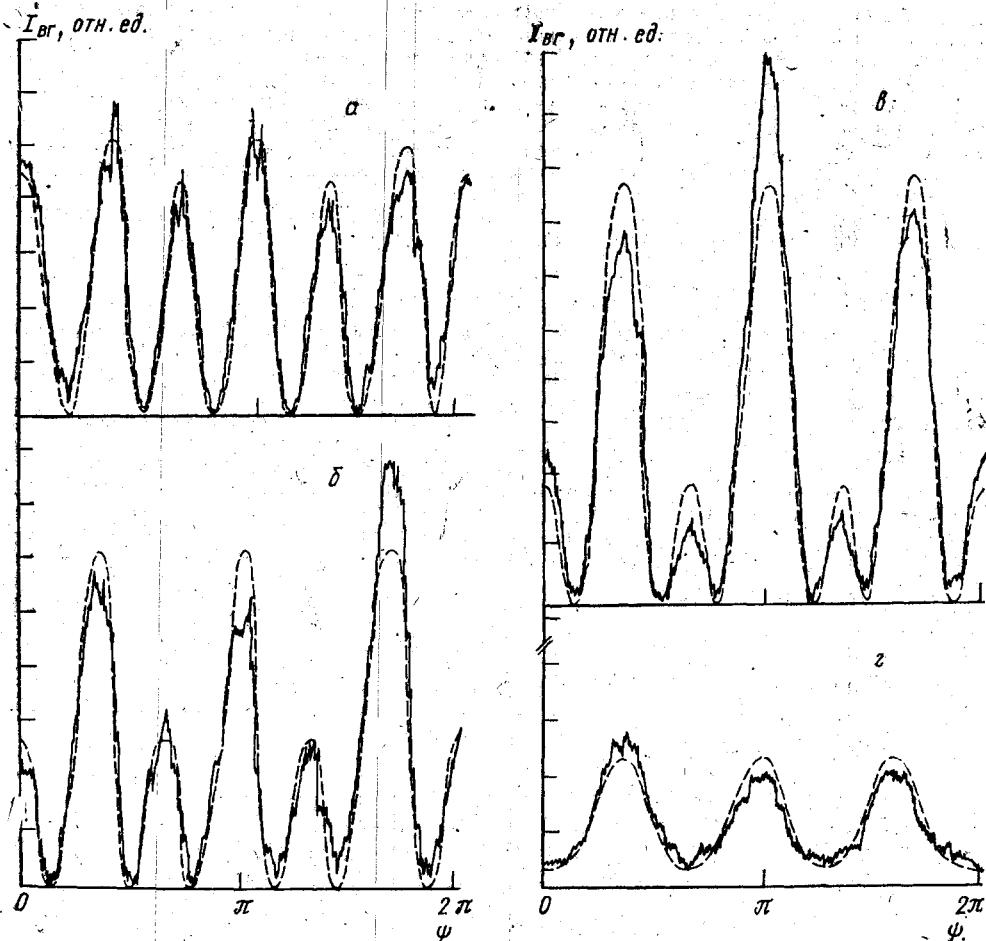


Рис. 1. Зависимости интенсивности ВГ от угла поворота кристалла ψ вокруг нормали к поверхности при различных дозах имплантации D : a — $D=0$ (чистый Si), $A/B=15$; b — $D=3,6 \cdot 10^{13}$ ион/см², $A/B=4,6$; δ — $D=12 \cdot 10^{13}$ ион/см², $A/B=2,3$; z — $D=24 \cdot 10^{13}$ ион/см², $A/B=0,48$. Сплошная линия — эксперимент, пунктир — зависимости, вычисленные по (1)

фокусировалось на поверхность образца кремния среза (111). Зондирующее излучение было поляризовано параллельно плоскости падения на кристалл. Из отраженного излучения набором фильтров и монохроматором выделялось излучение ВГ (СЧ), которое регистрировалось ФЭУ-106. Анализатор выделял компоненту излучения, поляризованную параллельно плоскости падения. Поворот кристалла вокруг нормали к поверхности осуществлялся шаговым двигателем. Система регистрации представляла собой строб-интегратор с выходом на самописец. В экспериментах по ГСЧ использовался удвоитель частоты (кристалл LiIO₃) с эффективностью $\approx 20\%$. Генерируемое с его помощью излучение второй гармоники ($\lambda=0,53$ мкм) было поляризовано перпендикулярно плоскости падения на исследуемый кристалл.

3. Зависимость интенсивности ВГ от угла поворота кристалла вокруг нормали к поверхности ψ в данной геометрии есть результат интерференции изотропного и анизотропного вкладов [2]:

$$I_{\text{ВГ}} \sim |A \cos 3\psi + B|^2, \quad (1)$$

где $A = \chi_{1111}^{(2)Q} - (\chi_{1122}^{(2)Q} + \chi_{1212}^{(2)Q} + \chi_{1221}^{(2)Q})$ — параметр анизотропии, $B = aA + b\chi_{1212}^{(2)Q} + c\chi_s$, a, b, c — функции угла падения, $\chi_{ijkl}^{(2)Q}$ — компоненты тензора квадрупольной нелинейности 2-го порядка, χ_s — линейная комбинация компонент тензора поверхностной дипольной нелинейности 2-го порядка. Характер зависимости $I_{\text{ВГ}}(\psi)$ опре-

деляется соотношением констант A и B . В изотропной среде $A=0$. Естественно ожидать, что с ростом степени разупорядочения кристаллической решетки по мере возрастания дозы имплантации доля анизотропного вклада A в сигнале ВГ будет постепенно падать.

На рис. 1 представлены измеренные нами зависимости $I_{ВГ}(\psi)$ при различных дозах имплантации. Характер этой зависимости для чистого Si (рис. 1, а) — шесть максимумов на интервале $\psi=0-360^\circ$ — говорит о том, что анизотропный вклад доминирует ($|A| > |B|$). При значениях дозы имплантации не более $1,8 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$ заметных изменений зависимости $I_{ВГ}(\psi)$ не происходит. При дальнейшем увеличении дозы (рис. 1, б, в) наблюдается перераспределение величин максимумов, что говорит о росте изотропного вклада в сигнал ВГ.

Наконец, при дозе имплантации $2,4 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$ зависимость $I_{ВГ}(\psi)$ имеет уже не шесть, а три максимума (рис. 1, г), т. е. $|A| \leq |B|$.

Таким образом, с ростом дозы имплантации наблюдается постепенное увеличение доли изотропного вклада в сигнал ВГ при неизменной геометрии эксперимента, что свидетельствует о нарастании степени разупорядочения кристаллической решетки.

4. Весьма важным является вопрос о глубине зондирования [1]. Для излучения $\lambda = 0,53$ мкм она составляет в чистом Si величину $\sim \lambda / (4n) \approx 30$ нм [5] (n — показатель преломления Si).

Для полного исключения возможных эффектов, связанных с относительно большой глубиной зондирования, нами проделаны аналогичные эксперименты по ГСЧ. Здесь глубина зондирования определяется коэффициентом

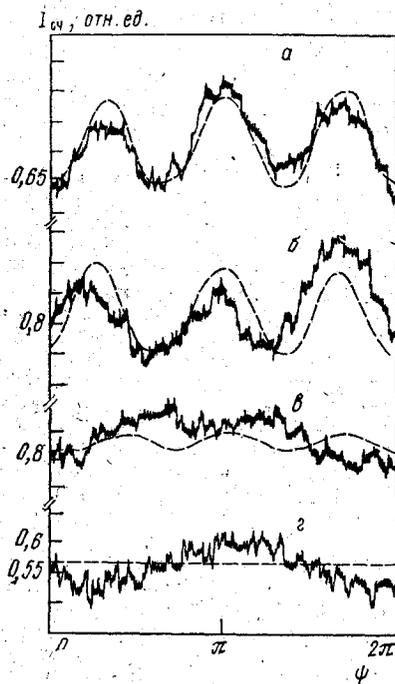


Рис. 2. Зависимости интенсивности СЧ от угла поворота кристалла ψ вокруг нормали к поверхности при различных дозах имплантации D : а — $D=6 \cdot 10^{13}$ ион/см 2 , $A'/B'=5,6 \cdot 10^{-2}$, б — $D=12 \cdot 10^{13}$ ион/см 2 , $A'/B'=4,2 \cdot 10^{-2}$, в — $D=18 \cdot 10^{13}$ ион/см 2 , $A'/B'=0,9 \cdot 10^{-2}$, г — $D=24 \cdot 10^{13}$ ион/см 2 , $A'/B'=0$. Сплошная линия — эксперимент, пунктир — зависимости, вычисленные по (1)

поглощения излучения СЧ и составляет ~ 10 нм. Зависимость $I_{СЧ}(\psi)$ описывается формулой, аналогичной (1), с той лишь разницей, что в изотропной константе присутствует вклад также от 3-й гармоники основного излучения.

На рис. 2 представлены измеренные зависимости $I_{СЧ}(\psi)$ при различных дозах имплантации. При малых дозах имплантации (рис. 2, а, б) изотропный и анизотропный вклады сравнимы по величине. При увеличении дозы (рис. 2, в, г) относительная величина анизотропного вклада быстро падает, что выражается в исчезновении модуляции постоянного уровня с периодом $2\pi/3$.

5. Таким образом, наблюдаемые изменения в зависимостях $I_{ВГ}(\psi)$, $I_{СЧ}(\psi)$, происходящие по мере увеличения дозы имплантации, свидетельствуют о постепенном нарастании степени разупорядоченности кристаллической решетки и могут служить количественными характеристиками аморфизации поверхности. Важно отметить, что сохранение симметрии 3-го порядка зависимостей $I(\psi)$ по мере роста дозы имплантации подтверждает тот факт, что кристаллическая решетка не меняет своей симметрии, а просто подвергается частично разупорядочению из-за ионной имплантации.

Авторы признательны С. А. Ахманову за помощь и обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ахманов С. А. и др. Письма в ЖТФ, 1984, 10, с. 1118. [2] Ахманов С. А., Емельянов В. И., Коротеев Н. И., Семиногов В. Н. УФН, 1985, 145, с. 675. [3] Tom H. W. K., Heinz T. F., Shen Y. R. Phys. Rev. Lett.,

Поступила в редакцию
11.07.85

УДК 541.14:535.217

ИМПУЛЬСНОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ПРИЭЛЕКТРОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ

П. В. Козлов, Е. К. Козлова, А. И. Портнягин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Электродные процессы происходят в пределах приповерхностного слоя на границе раздела электрод — электролит. Обычно исследуют поведение электрохимической ячейки при изменении подаваемого на нее электрического напряжения [1, 2]. В то же время ряд работ посвящен смещению электрического равновесия при оптическом нагреве [3, 4]. При этом общей тенденцией исследований является стремление не нарушить химическое равновесие на границе раздела. Поэтому, как правило, работают с химически индифферентными системами, а температуру повышают лишь на несколько градусов. Причем лишь немногочисленные работы затрагивают вопрос о собственных временах формирования двойного электрического слоя [3, 4].

Целью данной работы является изучение особенностей поведения электродного потенциала при одновременном смещении термического, химического и электрического равновесия на границе раздела металл — электролит в условиях импульсного оптического воздействия.

Характерный вид скачка разности потенциалов между двумя электродами при воздействии оптического импульса на один из них приведен на рис. 1. Примечатель-

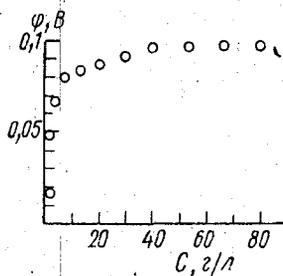
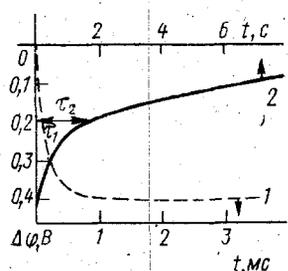


Рис. 1. Нарастание электродного потенциала $\Delta\phi$ во времени (1) и его релаксация (2) в системе сталь — раствор NiCl_2 при $E_{\text{л}}=70$ мДж, $d_{\text{л}}=3$ мм, $C=200$ г/л, $d_0=15$ мм, $R=12$ кОм

Рис. 2. Зависимость амплитуды сигнала от концентрации раствора при $E_{\text{л}}=13$ мДж

но, что времена нарастания сигнала τ_1 и его спада τ_2 намного превышали длительность лазерного импульса $\tau_{\text{л}}$. Так, при $\tau_{\text{л}}=20$ нс $\tau_1=0,2-1$ мс, а τ_2 достигало нескольких минут. Зависимость, описывающая нарастание сигнала, имеет вид $1 - e^{-\alpha t}$. Релаксация электродного потенциала в первые секунды подчиняется экспоненциальному закону $e^{-\beta t}$, а затем диффузионному $1/\sqrt{t}$. Коэффициенты α, β зависят от концентрации раствора C , энергии оптического импульса E и соотношения диаметра луча $d_{\text{л}}$ и размеров пластины d_0 .

Наблюдалась сильная зависимость τ_1 и τ_2 от концентрации раствора: $\tau_{1,2} \sim e^{-kC}$, $k=0,25$ д/г. Времена τ_1 и τ_2 зависели от значения сопротивления R , подключаемого параллельно к электродам. Но сопротивления меньше 15 кОм при $C=80$ г/л уже не оказывали практически никакого влияния на τ_1 .

Амплитуда сигнала достигала 0,6 В, а возникающий на облучаемом электроде заряд составлял около 10^{-6} Кл. При увеличении энергии лазерного импульса и неизменных остальных параметров системы величина разности потенциалов между электродами выходила на насыщение. Эффекты насыщения наблюдались и при увеличении концентрации раствора (рис. 2). Причем то значение концентрации раствора, при котором сигнал выходил на насыщение, зависело от энергии оптического импульса.