

На рис. 1 изменяется величина среднего интеграла распада \bar{B} при фиксированном числе Френеля $N=50$ (при $N \gg 1$, что отвечает условиям работы [2], влияние нелинейности наиболее велико). Поперечное сечение пучка разбивается на растущее с ростом \bar{B} число отдельных нитей («горячих точек»). Это обстоятельство не позволяет интерпретировать самофокусировку введением эффективной нелинейной линзы, хотя соответствующая последней зависимость добротности нелинейного резонатора от \bar{B} качественно согласуется с нашими расчетами. Такая зависимость имеет максимум при некотором значении $\bar{B}=\bar{B}_m$. Для съюстированных зеркал $B_m=0$. При разъюстировке в области роста добротности ($\bar{B} < \bar{B}_m$) масштаб неоднородностей поля слабо зависит от интенсивности, тогда как в области уменьшения добротности ($\bar{B} > \bar{B}_m$) происходит уменьшение ширины нитей и рост числа «горячих точек».

Рис. 2 отвечает изменению числа Френеля N при фиксированной величине $\bar{B}=0.3$. При $N \approx 1$ поле близко к основной моде линейного резонатора, а угловая расходимость — к дифракционной. С увеличением N изрезанность поля и его угловая расходимость растут, при уменьшении N характерный масштаб неоднородностей поля («нитей») увеличивается.

Большое число «горячих точек» в резонаторах с $N \gg 1$ ведет к затягиванию установления структуры поля и даже к возможности установившихся нестационарных (хаотических) кинетических режимов. Подход в процессе установления отдельных горячих точек к краям съюстированных зеркал сопровождается заметным уменьшением «мгновенной» добротности. Для ликвидации горячих точек в случае значительных нелинейностей следует использовать резонаторы с небольшими числами Френеля $N \approx 1$. При этом одновременно значительно улучшается угловая расходимость и поперечная структура поля. Это имеет особо важное значение, если генератор используется как задающий в усилительной системе, где мелкомасштабная самофокусировка является основным фактором, ограничивающим рост мощности лазерного излучения [1, 6].

Приведенные результаты демонстрируют существенные отличия самофокусировки в генераторах от крупно- и мелкомасштабной самофокусировки в нелинейных средах и усилительных системах. Расчетные данные качественно согласуются с экспериментальными [1, 2]. Интерес представляет также дальнейший анализ кинетики генерации гигантских и ультракоротких импульсов в нелинейных резонаторах.

Литература

- [1] Н. Б. Баранова, Н. Е. Быковский, Ю. В. Сенатский, С. В. Чекалин. Тр. ФИАН, 103, 84, 1978.
- [2] С. В. Гарцов, Л. В. Парамонов, Н. Н. Салашенко, Я. И. Ханин. Квант. электрон., 7, 2432, 1980.
- [3] Н. С. Гинзбург, Н. Д. Миловский, Т. В. Ястребова. Изв. вузов, радиофизика, 22, 946, 1979.
- [4] М. Б. Виноградова, О. В. Руденко, А. П. Сухоруков. Теория волн. «Наука», М., 1979.
- [5] Н. Н. Розанов, В. Е. Семенов. Опт. и спектр., 48, 108, 1980.
- [6] Н. Н. Розанов, В. А. Смирнов. Квант. электрон., 7, 410, 1980.

Поступило в Редакцию 23 июля 1981 г.

УДК 538.61

ОПТИЧЕСКАЯ ПЕРЕЗАРЯДКА И ЭПР РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ

Л. С. Власенко, М. П. Власенко и В. М. Рожков

В кремнии при радиационном облучении образуются дефекты решетки, число типов которых составляет несколько десятков [1]. Обширные исследования ЭПР позволили определить параметры спектров и установить структуру

большинства радиационных дефектов. При изучении облученного кремния методами оптического поглощения, фотопроводимости, фотоэмиссии и др., возникают определенные трудности при интерпретации экспериментальных результатов и идентификации дефектов, если фотоионизация происходит одновременно с различных уровней, образующихся при радиационном облучении. Метод фото-ЭПР позволяет однозначно разделить дефекты различного типа, следить за степенью заполнения глубоких уровней, соответствующих радиационным дефектам, при их взаимной перезарядке, вызванной оптическим или термическим возбуждением. Эта особенность метода фото-ЭПР дает возможность выявить характерные особенности кинетики перезарядки, определить каналы рекомбинации.

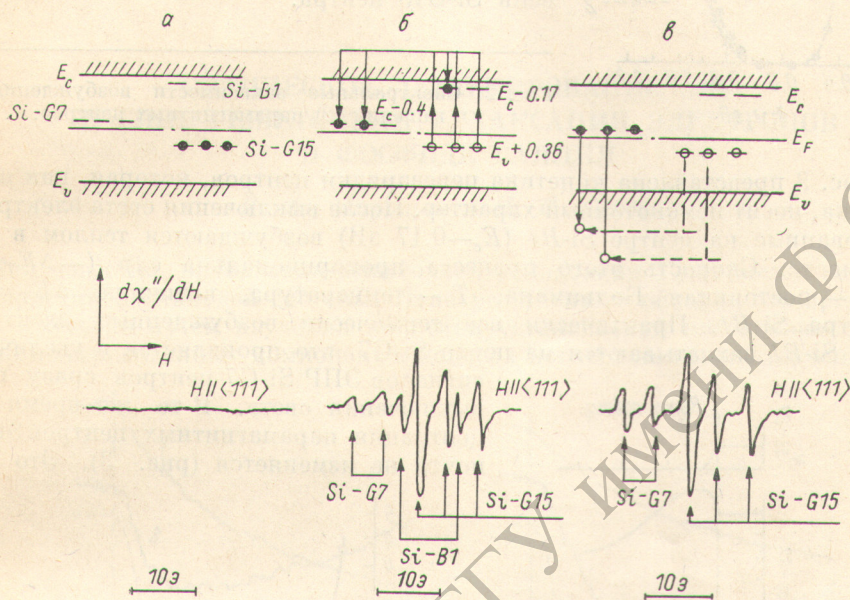


Рис. 1. Схема энергетических уровней, расположение носителей на них и наблюдающиеся спектры ЭПР радиационных дефектов в кремнии.

a — до освещения, *b* — во время освещения, *c* — после выключения подсветки.

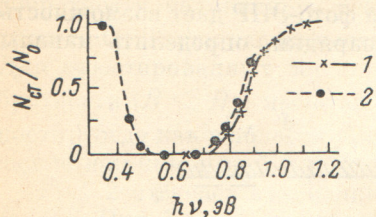
В настоящей работе методом фото-ЭПР исследованы фотовозбужденные $\text{Si-B1}(V+O)^-$, $\text{Si-G7}(V+V)^-$, $\text{Si-G15}(V+C+O)^+$ центры в кремнии *n*-типа, облученном электронами с энергией 30 МэВ. Доза облучения составляла $\sim 2 \cdot 10^{17}$ эл/см². Исследования проводились в температурном диапазоне 77–160 К.

На рис. 1 показано расположение глубоких уровней в запрещенной зоне, соответствующих исследуемым центрам и распределение электронов на них без освещения и при освещении, а также наблюдаемые в этих случаях спектры ЭПР. Отметим, что центр Si-G15 является парамагнитным, если его уровень, находящийся в нижней половине запрещенной зоны, не заполнен электронами. Центры Si-G7 ($E_c - 0.4$ эВ) [2] и Si-B1 парамагнитны при наличии электронов на их уровнях. Уровень Ферми в исследованных образцах при температуре измерений находился вблизи середины запрещенной зоны и все электроны были локализованы на уровне $E_v + 0.36$ эВ [3], соответствующем центру Si-G15. Таким образом, без освещения все центры находились в непарамагнитном состоянии и спектры ЭПР не наблюдались (рис. 1, *a*).

При освещении образцов светом с энергией квантов $h\nu > 0.76$ эВ происходит оптическая перезарядка центров. Электроны с уровня Si-G15 возбуждаются в зону проводимости и захватываются центрами Si-B1 и Si-G7. При этом возникает значительная концентрация парамагнитных центров Si-B1, G7, G15 и наблюдаются их спектры ЭПР (рис. 1, *b*). Кроме того, возможно возбуждение электронов из валентной зоны на уровень Si-G7 центра и захват образовавшихся

в валентной зоне дырок центром Si-G15. Спектральная зависимость возбуждения парамагнитных центров показана на рис. 2 (кривая 1).

Если предварительно произвести перезарядку центров собственным светом, т. е. создать в образце N_0 парамагнитных центров, а затем осветить образец в области $0.36 < h\nu < 1.0$ эВ, то будет наблюдаться «гашение» спектров ЭПР, а следовательно и уменьшение концентрации парамагнитных центров до некоторого значения $N_{ст}$, зависимость которого от $h\nu$ представлена на рис. 2



(кривая 2). Гашение спектров ЭПР начинается при $h\nu > 0.36$ эВ, что соответствует возбуждению электронов из валентной зоны на уровень Si-G15 центра.

Рис. 2. Спектральные зависимости возбуждения (1) и гашения (2) парамагнитных центров.

На рис. 3 представлена кинетика перезарядки центров, которая, как видно из рисунка, носит немонотонный характер. После выключения света электроны, локализованные на центре Si-B1 ($E_c = 0.17$ эВ) возбуждаются теплом в зону проводимости. Скорость этого процесса пропорциональна $\exp(-\Delta E_T/kT)$, здесь k — постоянная Больцмана, T — температура, величина $\Delta E_T = 0.17$ для центра Si-B1. Практически все термически возбужденные электроны с центра Si-B1 захватываются на центр Si-G7, что проявляется в увеличении сигналов ЭПР Si-G7 центров сразу после выключения света. В то же время концентрация парамагнитных центров Si-G15 почти не изменяется (рис. 3). Это сви-

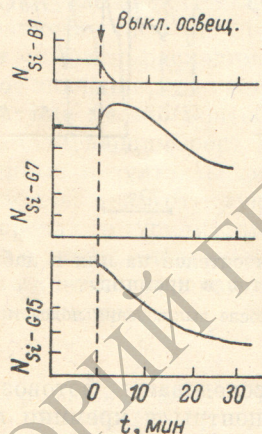


Рис. 3. Кинетика перезарядки центров в облученном кремнии.

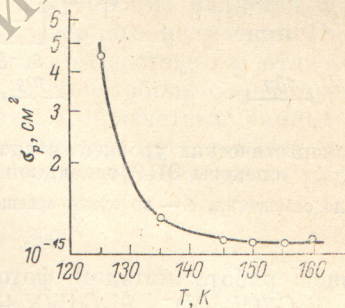


Рис. 4. Зависимость σ_p от температуры T .

детельствует о том, что сечение захвата электронов для центра Si-G7 значительно больше, чем для Si-G15 и Si-G7 является основным центром рекомбинации неравновесных носителей.

Далее идет процесс термического выброса дырок с уровня Si-G15 в валентную зону с последующей рекомбинацией их с электронами, находящимися на уровне Si-G7 центра (рис. 1, е). Постоянная времени τ_T этой термической перезарядки определяется следующим выражением [3].

$$\frac{1}{\tau_T} = \sigma_p(T) v_p(T) N_p(T) \exp(-\Delta E_T/kT), \quad (1)$$

где σ_p — сечение захвата дырок на уровень Si-G15 центра, v_p — тепловая скорость дырок в валентной зоне, N_p — эффективная плотность дырочных состояний, ΔE_T — энергия термической ионизации центра Si-G15. Нами были измерены постоянные времени τ_T в диапазоне температур 125–160 К и из выражения (1) определено σ_p , зависимость которого от температуры показана на рис. 4. При этом использовалось значение $\Delta E_T = 0.37$ эВ, определенное в работе [3].

- [1] G. D. Watkins. Point Defects in Solids, ed. J. H. Crawford and L. M. Slifkin. Plenum Press, New York—London, v. 2, p. 333, 1975.
 [2] G. D. Watkins, J. W. Corbett. Phys. Rev., 138, A543, 1965.
 [3] Л. С. Власенко, А. А. Лебедев, В. М. Рожков. ФТП, 14, 2152, 1980.

Поступило в Редакцию 30 сентября 1981 г.

УДК 538.61

ОПТИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ЭПР И СПИН-РЕШЕТОЧНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ФОСФИДЕ ГАЛЛИЯ

В. А. Марущак и Н. С. Соколов

Как известно, время спин-решеточной релаксации T_1 является важной характеристикой спиновой системы. Непосредственным образом это время может быть получено путем изучения кинетики установления интенсивности циркулярно поляризованных компонент в полосах поглощения или излучения исследуемого вещества.

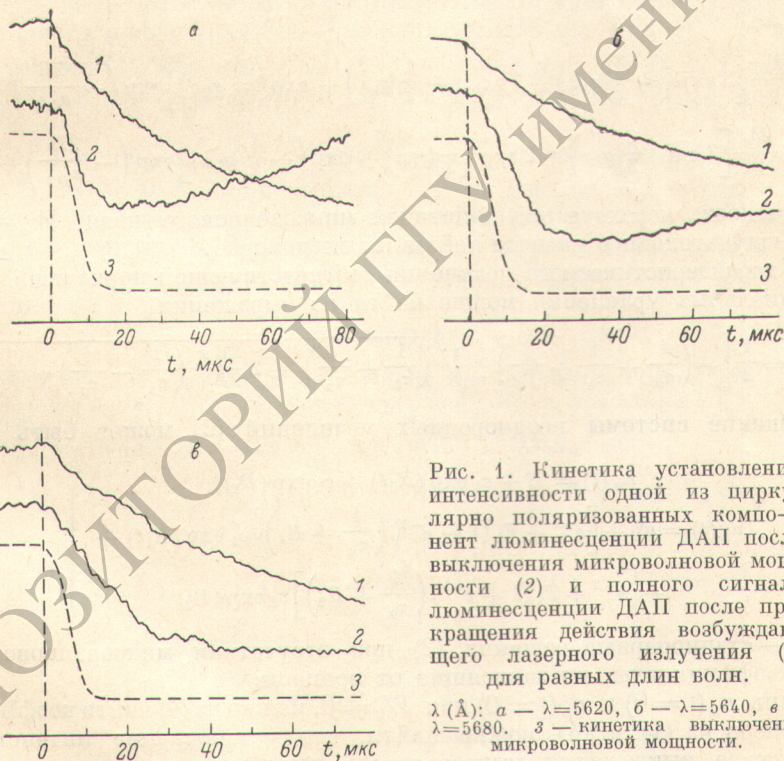


Рис. 1. Кинетика установления интенсивности одной из циркулярно поляризованных компонент люминесценции ДАП после выключения микроволновой мощности (2) и полного сигнала люминесценции ДАП после прекращения действия возбуждающего лазерного излучения (1) для разных длин волн.

λ (Å): а — $\lambda=5620$, б — $\lambda=5640$, в — $\lambda=5680$. з — кинетика выключения микроволновой мощности.

двух центров после выключения микроволнового поля, вызывающего резонансные переходы между спиновыми подуровнями системы [1].

Объектами исследования являлись кристаллы GaP (Zn, S) *n*-типа, выращенные из расплава, с концентрацией основных примесей около 10^{17} ат./см³. Экспериментальная установка описана в [2].

Спектр низкотемпературной фотолюминесценции донорно-акцепторных пар (ДАП) в исследуемых кристаллах приведен в [3]. На рис. 1 представлена кинетика установления интенсивности одной из циркулярно поляризованных ком-