

Таким образом, проведенное исследование показало, что в тербии $\Delta\sigma$ -эффект обусловлен следующими причинами: а) изменением спонтанной удельной намагниченности под действием всестороннего давления; б) изменением удельной намагниченности в области технического намагничивания за счет действия всестороннего давления на константы магнитной анизотропии. Зависимость константы магнитной анизотропии в базисной плоскости от межатомных расстояний удовлетворительно согласуется в случае тербия с теоретическими оценками, следующими из теории магнитной анизотропии РЗМ, основанной на учете взаимодействия орбитального момента редкоземельного иона с кристаллическим полем решетки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] McWhan D., Corenzwit E., Stevens A. // Appl. Phys. 1966. 37, N 3. P. 1355. [2] Bloch D. // Ann. Phys. 1966. 1. P. 93. [3] Винокурова Л. И., Кондорский Е. И. // ЖЭТФ. 1965. 48, № 2. С. 429. [4] Посядо В. П. Магнитные, магнитоупругие и электрические свойства монокристаллов сплавов Tb—Y и Tb—Cd: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МГУ, 1977. [5] Белов К. П., Белянчикова М. А., Левитин Р. З., Никитин С. А. Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики. М., 1965. [6] Белов К. П. Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках. М., 1957. [7] Никитин С. А., Арутюнян Н. П. // ЖЭТФ. 1979. 77, № 1. С. 343. [8] Казаков А. А. Деп. ВИНТИ № 3310-77 Деп. М., 1978. [9] Fleming G. S., Liu S. H. // Phys. Rev. 1970. B2, N 1. P. 164. [10] Белов К. П. Магнитные превращения. М., 1959.

Поступила в редакцию
02.06.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 6

УДК 621.315.592

ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В GaAs И GaAsP ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭКСИМЕРНОГО ЛАЗЕРА

А. И. Ефимова, П. К. Кашкаров, М. С. Джиджоев, В. К. Попов
(кафедра общей физики для химического факультета)

Исследовано влияние облучения импульсами эксимерного лазера на фотолюминесцентные свойства GaAs и GaAsP. Показано, что в зависимости от исходной дефектности лазерное воздействие приводит к генерации или аннигиляции центров безызлучательной рекомбинации.

Лазерное импульсное облучение (ЛО) в настоящее время широко используется в производстве полупроводниковых приборов на основе кремния, в частности для отжига ионоимплантированных слоев. Однако применение ЛО для обработки бинарных и более сложных полупроводников сдерживается интенсивным дефектообразованием, индуцированным самим световым импульсом [1]. Имеющиеся в литературе данные относительно дефектов в GaAs, возникающих при ЛО, ограничиваются случаем энергий импульса W , превышающих порог плавления W_p [1—4], когда определяющую роль играют чисто тепловые явления. Аналогичные данные для GaAsP авторами в литературе не обнаружены.

С физической точки зрения особый интерес представляют процессы, индуцированные в полупроводниках лазерными импульсами относительно малой энергии $W < W_p$. В этом случае возможно проявление атермических факторов ЛО. Ранее [5] было отмечено, что возникновение новых центров в условиях $W < W_p$ зависит от исходной дефект-

ности образцов. В связи с изложенным в настоящей работе была поставлена задача — изучить особенности генерации дефектов в материалах с существенно различной степенью структурного совершенства при ЛО с W как ниже, так и выше порога плавления W_p . Исследованные материалы, как известно, обладают высоким выходом излучательной рекомбинации, что позволило использовать для регистрации новых центров бесконтактный метод фотолюминесценции (ФЛ). В отличие от работ [1—4] для создания дефектов впервые применялся не твердотельный, а газовый эксимерный лазер, характеризующийся, как известно, весьма высокой степенью однородности интенсивности света в луче [1]. Последнее является принципиально важным в экспериментах по лазерному воздействию на твердые тела.

Методы исследования. Изучались монокристаллы n -GaAs:Te ($n=(1-2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), эпитаксиальные пленки p -GaAs:Si ($p > 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и n -GaAs_{0,6}P_{0,4}:Te ($n=10^{17} \text{ см}^{-3}$), полученные на низкоомных подложках n -GaAs с ориентацией поверхности (100). Облучение образцов эксимерным лазером с энергией квантов $h\nu=4,0$ эВ и длительностью импульса $\tau=20$ нс осуществлялось при комнатной температуре. Коэффициент поглощения α УФ лазерного излучения в обоих материалах составлял $(5-6) \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ [6]. ФЛ измерялась на промышленной автоматизированной установке СДЛ-2 при температурах 80 и 300 К и энергии возбуждающих квантов $h\nu_b=1,9-3,0$ эВ, что соответствует $\alpha=3 \cdot 10^4-3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ для GaAs [6].

Результаты и их обсуждение.

1. Спектры ФЛ изученных образцов представлены на рис. 1, б и 2, б. В спектре монокристалла n -GaAs при 80 К регистрировались две линии: околозонная $h\nu_1=1,5$ эВ и глубокая $h\nu_2=1,34$ эВ (см. рис. 1, б, 1). Повышение температуры до 300 К полностью гасило полосу $h\nu_2=1,34$ эВ (см. рис. 1, б, 2). Пленки p -GaAs характеризовались широкой бесструктурной полосой ФЛ с максимумом при 80 К $h\nu_3=1,31$ эВ (см. рис. 1, б, 3). Такой спектр обычно наблюдается в сильно перекомпенсированном p -GaAs [7]. Наконец, спектры ФЛ GaAsP содержали две линии, наблюдаемые при 80 и 300 К (рис. 2, б). При 300 К им соответствовали энергии квантов $h\nu_4=1,90$ эВ (околозонная линия) и $h\nu_5=1,30$ эВ (глубокая линия) (рис. 2, б, 2).

2. Согласно нашим оценкам, пороговые энергии ЛО, соответствующие началу плавления поверхности, для обоих материалов близки и равны ~ 200 мДж/см². Толщина равномерно прогреваемого слоя для $W < W_p$ составляет 300—400 нм.

Для относительно малых $W < 0,1$ Дж/см² влияние ЛО на излучательные процессы в n -GaAs и пленках p -GaAs, GaAsP было различным (рис. 1, а и 2, а). Как видно из рис. 1, а, ЛО вызывает гашение ФЛ n -GaAs, начиная с $W=20-50$ мДж/см². Этот результат отличается от известных литературных данных [1—4], где изменения выхода излучательной рекомбинации вследствие ЛО регистрировались начиная с $W \sim W_p$. Отметим, что соотношение между интенсивностями линий $h\nu_1$ и $h\nu_2$ ($T=80$ К) для различных W практически не менялось, что, очевидно, свидетельствует о том, что ЛО индуцирует центры безызлучательной рекомбинации.

В более разупорядоченных образцах p -GaAs и GaAsP малые дозы ЛО вызывали рост интенсивности ФЛ (рис. 1, а и 2, а). Особенно эффект заметен на p -GaAs. При дальнейшем росте W , так же как и для n -GaAs, регистрировалось гашение ФЛ. Соотношение между интенсивностями линий $h\nu_4$ и $h\nu_5$ для GaAsP изменялось незначительно для различных W (см. рис. 2, а). Последнее позволяет предположить, что

не только гашение, но и рост ФЛ обусловлены вариациями эффективности безызлучательной рекомбинации.

3. Сравним кривые $I(W)/I_0$, полученные для различных энергий квантов возбуждения ФЛ $h\nu_b$. Как следует из рис. 1, а и 2, а, гашение ФЛ всегда усиливалось при переходе к большим $h\nu_b$, что, очевидно, свидетельствует о приповерхностной локализации индуцированных ЛО центров безызлучательной рекомбинации. Интересно отметить, что разгорание ФЛ на образцах p -GaAs при ЛО с $W=50$ мДж/см² ослабевало с ростом $h\nu_b$. Последнее, по-видимому, обусловлено тем, что имеют

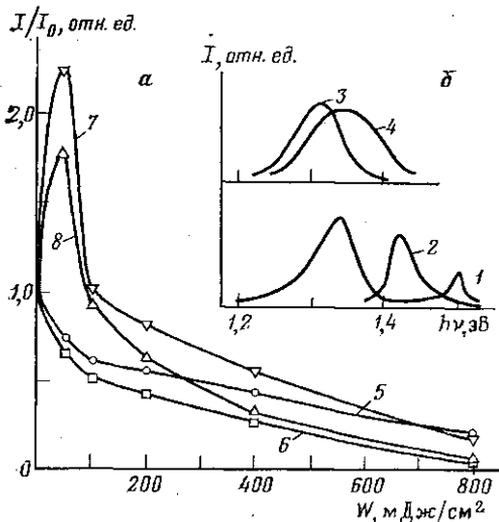


Рис. 1. а — Зависимость нормированной интенсивности ФЛ I/I_0 (I_0 — интенсивность ФЛ необлученного образца) линии $h\nu_1$ (5, 6) и $h\nu_2$ (7, 8) от энергии лазерного импульса: $h\nu_b=1,9$ (5, 7) и 2,2 эВ (6, 8). б — Спектр ФЛ при 80 К (1, 3) и 300 К (2, 4). Материал: n -GaAs (1, 2, 5, 6), p -GaAs (3, 4, 7, 8)

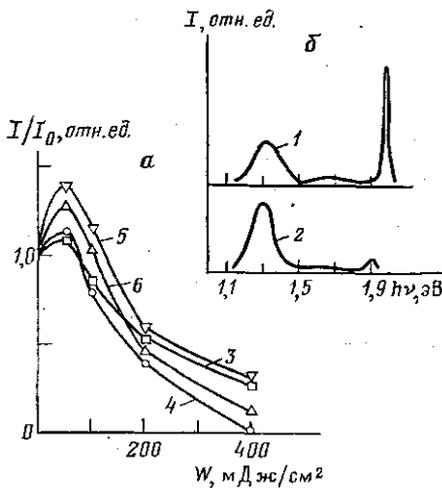


Рис. 2. а — Зависимость нормированной интенсивности ФЛ I/I_0 (I_0 — интенсивность ФЛ необлученного образца) линии $h\nu_1$ (3, 4) и $h\nu_2$ (5, 6) от энергии лазерного импульса для $h\nu_b=2,2$ (3, 5) и 2,6 эВ (4, 6). б — Спектр ФЛ при 80 К (1) и 300 К (2). Материал — GaAsP

место два конкурирующих процесса рождения и аннигиляции дефектов, причем области локализации этих процессов несколько смещены по отношению к поверхности. Генерация центров гашения ФЛ происходит в непосредственной близости к поверхности образца, в то время как за разгорание ФЛ ответственны реакции дефектов в более глубоких слоях. Знание величин I для различных $h\nu_b$ позволяет оценить относительное изменение скорости рекомбинации в приповерхностном слое [8]. Так, при $W=W_n=200$ мДж/см² для p -GaAs и GaAsP скорость рекомбинации возрастает более чем в 5 и 2 раза соответственно.

4. Эксперименты по послойному стравливанию поверхности образца свидетельствуют о том, что ЛО изменяет рекомбинационные свойства области толщиной 40—80 нм.

5. Наблюдаемые эффекты гашения и разгорания ФЛ, по-видимому, обусловлены индуцированными ЛО реакциями дефектов, в результате которых изменяется эффективность канала безызлучательной рекомбинации.

При обсуждении возможных механизмов образования и перестройки дефектов при ЛО следует учитывать такие факторы оптического мощного воздействия, как нагрев приповерхностного слоя, генерация большого числа неравновесных носителей заряда, возникающие вблизи поверхности деформации решетки полупроводника. Обсудим вначале роль этих факторов для случая ЛО с $W < W_n$.

6. Повышение температуры при ЛО может активировать процессы термофлуктуационного дефектообразования и миграции дефектов [9, 10]. Оценим концентрацию термодфектов N_d , считая, что образец нагревается до $T=1500$ К (температура плавления GaAs $T=1511$ К [1]) и все образовавшиеся дефекты «замораживаются» при его остывании. В соответствии с выражением [9]

$$N_d = N_0 \exp(-E_A/kT),$$

где в качестве E_A возьмем энергию образования вакансии в GaAs. (E_A близки для подрешеток As и Ga и равны 2,56 эВ [9]), N_0 — число узлов в решетке (10^{22} см⁻³), получаем $N_d = 10^{12}$ см⁻³, что находится ниже предела, регистрируемого методикой ФЛ.

При $T=700$ К (соответствует $W=50$ мДж/см²) $N_d = 10^2$ см⁻³. Следовательно, чисто термические механизмы генерации центров не согласуются с экспериментальными данными, особенно для малых W . Кроме того, подобный подход не объясняет малой протяженности области локализации дефектов $\sim 40-80$ нм: как указывалось выше, расчет свидетельствует о равномерном прогреве при ЛО слоя $\sim 300-400$ нм. Помимо дефектообразования повышение температуры при ЛО стимулирует процессы диффузии дефектов. Источником дефектов, в частности вакансий, является поверхность образца. Коэффициент диффузии вакансий в GaAs при 1200 К $D=10^{-8}$ см²/с [10], что дает значение длины диффузии $\sim 0,1-0,3$ нм при длительности состояния с повышенной температурой $\tau \approx 20-100$ нс. Это существенно меньше области локализации новых центров. Для устранения этого противоречия необходимо принять $D=10^{-4}$ см²/с, соответствующее жидкой фазе GaAs [1]. Последнее невыполнимо для $W < W_n$.

7. Наличие высокой концентрации неравновесных носителей заряда в приповерхностной области полупроводника при ЛО может существенно повысить вероятность образования центров [11, 12] и эффективность диффузии дефектов [13]. В полупроводниках типа A^3B^5 радиационное усиление реакций дефектов происходит при локализации электронного возбуждения на центрах безызлучательной рекомбинации или захвата [12, 13]. Наблюдаемое в экспериментах по отжигу радиационных дефектов снижение энергии активации за счет электронного возбуждения GaAs достигает 1 эВ [14]. Для случая термофлуктуационной генерации вакансий это приводит к росту N_d до 10^{11} см⁻³ для $T=700$ К и до $3 \cdot 10^{17}$ см⁻³ для $T=1500$ К. Последнее может быть надежно зарегистрировано в опытах по ФЛ. Аналогично резко возрастает коэффициент диффузии центров [12, 13]. Особенно заметного проявления рекомбинационно-стимулированного усиления дефектообразования и диффузии следует ожидать в приповерхностной области полупроводника, характеризующейся повышенной степенью исходной дефектности. Это, видимо, определяет область локализации новых центров.

8. Вероятность образования точечного дефекта может быть повышена не только за счет электронного возбуждения, но и вследствие индуцированной ЛО деформации решетки в приповерхностном слое [14]. Как известно, механические напряжения при этом могут достигать десятков килобар [15]. Роль поверхностных деформаций может

стать определяющей в процессе генерации дефектов, если лазерный нагрев кристалла превысит порог пластичности. В этом случае происходит генерация дислокаций, являющихся причиной гашения ФЛ [7].

9. В условиях, когда при ЛО реализуется плавление поверхности образца, основной причиной возникновения дефектов является процесс неравновесного затвердевания жидкого слоя GaAs. Для близкого по свойствам к GaAs материала GaP ранее [16] мы наблюдали методом каналирования смещение до 70% атомов из регулярных положений в результате импульсного ЛО с $W > W_p$.

Авторы благодарят В. Ф. Киселева за обсуждение и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Lowndes D. H.//Semiconductors and Semimetals. 1984. V. 23. P. 472.
[2] Каландаришвили К. Г., Ковальчук Ю. В., Портной Е. Л.//Письма в ЖТФ. 1982. 8, № 7. С. 436. [3] Rostowogowski J. A., Parsons R. R., Hutcheon D. G.//Appl. Phys. Lett. 1979. 35, N 12. P. 934. [4] Nojima S.//J. Appl. Phys. 1981. 52, N 12. P. 7445. [5] Кашкаров П. К., Киселев В. Ф.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1986. 50. С. 435. [6] Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М., 1976. [7] Берг А., Дин П. Светодиоды. М., 1979. [8] Саченко А. В., Снитко О. В. Фотоэффекты в приповерхностных слоях полупроводников. Киев, 1984. С. 150—162. [9] Вавилов В. С., Кив А. Е., Ниязова О. Р. Образование и миграция дефектов в полупроводниках. М., 1981. [10] Машовец Т. В.//ФТП. 1982. 16, № 1. С. 3. [11] Винецкий В. А., Холодарь Г. А. Статистическое взаимодействие электронов и дефектов в полупроводниках. Киев, 1969. [12] Клиггер М. И. и др.//УФН. 1985. 147, № 3. С. 523. [13] Стрекалов В. Н.//ФТП. 1986. 20, № 2. С. 361. [14] Емельянов В. И., Кашкаров П. К. Препринт физ. фак. МГУ № 16/1987. М., 1987. [15] Говорков С. В., Задков В. Н., Коротеев Н. И., Шумай Н. Л.//Письма в ЖЭТФ. 1986. 44, № 2. С. 98. [16] Чеченин Н. Г. и др.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1986. 50. С. 812.

Поступила в редакцию
26.06.87