

IR transmittance spectra of MCT epitaxial layers

K. O. Boltar, N. I. Yakovleva, A. S. Kashuba, A. G. Udalova
Orion Research-and-Production Association, Moscow, Russia

Transmittance spectra of epitaxial layers on the basis of mercury and cadmium telluride (MCT) alloys have been measured within the wavenumbers range of $(5000 < \nu < 500 \text{ cm}^{-1})$. P-type epitaxial layers were grown both by liquid epitaxy method (LPE) on CdZnTe substrates and molecular-beam epitaxy (MBE) on GaAs substrates. The MCT layer parameters such as an epitaxial layer thickness d , a cutoff wavelength $\lambda_{0.5}$, composition x were calculated from the spectra. The simulation method for IR transmission spectra was developed to determine the semiconductor multilayer structures characteristics. The measurement accuracy of a wave number $\nu_{0.5}$ does not exceed 4 cm^{-1} , the thickness definition accuracy is less than $1 \text{ }\mu\text{m}$, and the composition x is determined with the accuracy of 0.002. The method based on Fourier Transform properties was suggested to determine the thickness of MCT epitaxial layers.

УДК 537.533

Влияние ионизирующего излучения на анизотропию электрических свойств селенида индия

К. А. Аскеров, В. И. Гаджиева
Институт физики НАН Азербайджана, г. Баку, Республика Азербайджан

Исследовано образование и распределение радиационных дефектов, а также поведение подвижности в монокристаллических образцах селенида индия с концентрацией электронов $5 \cdot 10^{14} — 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при облучении гамма-квантами (дозами 10^7 и 10^8 Р) и электронами с энергией 25 МэВ (потоком 10^{15} эл./см^2).

В данной работе исследовано влияние гамма-квантов, электронного облучения с энергией 6 и 25 МэВ и гамма-нейтронного облучения и изохронного отжига на электрофизические свойства монокристаллов InSe [1]. До и после облучения в диапазоне температур 77—300 К снимали температурные зависимости коэффициента Холла R_X и удельного сопротивления ρ в двух кристаллических направлениях. Измерения проводили при переменном токе в магнитном поле индукции $2 \cdot 10^3 \text{ Гс}$.

После облучения образцы подвергали изохронному отжигу в вакууме. Исследованные кристаллы обладали проводимостью n -типа с концентрацией и подвижностью дырок при комнатной температуре, соответственно ($n = 5 \cdot 10^{14} — 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $\mu = 200 — 1250 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$).

В облученных образцах было обнаружено несколько типов локальных центров. Это прежде всего мелкие доноры N_D и акцепторы N_A с разностной концентрацией $N_D — N_A$, характеризующейся низкотемпературной "полкой" на кривых $R_X(T)$ (рис. 1). При облучении гамма-квантами и электронами с энергией 6 МэВ величина $N_D — N_A$ сначала растет, а при больших флюенсах облучения падает.

В то же время когда облучение проводилось электронами с энергией 25 МэВ и нейтронами импульсного реактора величина $N_D — N_A$ лишь уменьшалась, стремясь к некоторому предельному значению. Необходимо отметить, что в данной работе высокоэнергетическими электронами и нейтронами облучали более низкоомные образцы, чем в случае гамма-облучения электронами с энергией 6 МэВ. На наш взгляд, именно с этим обстоятельством и связаны обнаруженные различия. Возможно, что при облучении и доноры, и акцепторы захватывают первичные радиационные дефекты, становясь электрически нейтральными. Скорости этих процессов зависят от концентраций N_D и N_A . В высокоомных образцах, в которых $N_D — N_A$ близки между собой, скорость уменьшения N_A поначалу выше чем для N_D , вследствие чего $N_D — N_A$ увеличивается. Когда концентрация доноров становится очень малой, скорость удаления доноров падает, и $N_D — N_A$ начинает уменьшаться. В низкоомных же образцах, в которых в исходном состоянии либо выше N_D , либо ниже N_A (или то и другое одновременно), скорость удаления N_D с самого начала выше, чем у N_A , а в дальнейшем эти величины выравниваются. Поэтому $N_D — N_A$ сначала падает, а затем стремится к насыщению.

Таким образом, можно объяснить наблюдаемые нами явления и обнаруженные отличия для разных образцов и разных видов облучения. Разумеется, предложенное объяснение не единственное, и вопрос требует дальнейшего изучения, в частности, необходимо провести измерения при более низких температурах для отдельного определения N_D и N_A . Кроме того, нужно исследовать концентрационную зависимость эффектов.

Другим характерным для облученных образцов дефектом является более глубокий центр-донор M_1 с энергией ионизации $\sim 0,2$ эВ. В случае облучения электронами с энергией 25 МэВ также наблюдаются центры, подобные M_1 . В исходных образцах, полученных методом медленного охлаждения при постоянном градиенте температур, доминирует уровень с энергией активации $E_c \sim 0,20$ эВ. Эти уровни наблюдались во всех исследованных монокристаллических образцах селенида индия, которые подвергались воздействию гамма-излучения.

После облучения дозой 10^6 — 10^7 Р значительно увеличивается R_H , проявляется преимущественная роль глубокого уровня с энергией активации 0,25 эВ. При облучении дозой гамма-квантов 10^8 Р значения R_H и ρ резко возрастают, а наблюдаемая энергия активации уменьшается вновь до 0,20 эВ (см. рис. 1).

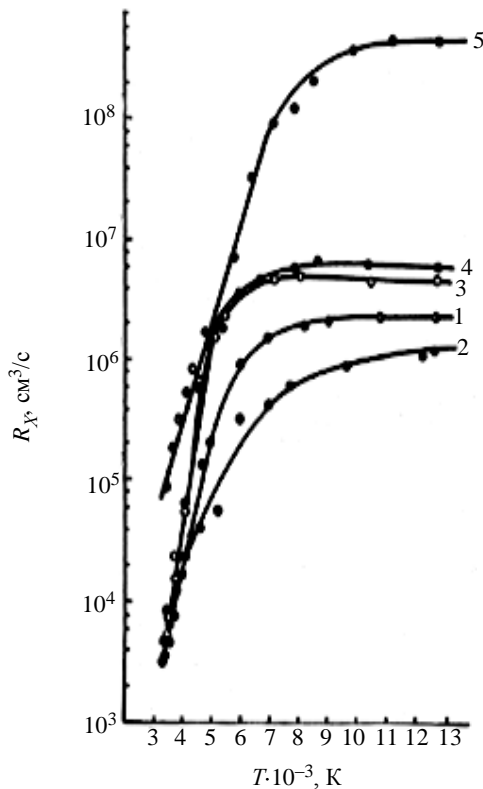


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента Холла R_H для различных доз облучения гамма-квантами: 1 — до облучения; 2 — 10^5 Р; 3 — 10^6 Р; 4 — 10^7 Р; 5 — 10^8 Р

Уменьшение концентрации электронов при облучении гамма-квантами можно связать со следующими обстоятельствами: при облучении преимущественно вводятся дефекты акцепторного типа, что ведет к компенсации доноров, или облучение уменьшает концентрацию донорных центров в результате радиационного отжига.

На рис. 2 представлены температурные зависимости подвижности основных носителей тока в InSe до и после облучения гамма-квантами. В области низких температур при дозе 10^5 Р подвижность уменьшается почти в два раза. С ростом дозы облучения подвижность растет и при дозе облучения 10^8 Р оказывается в два раза выше исходного значения.

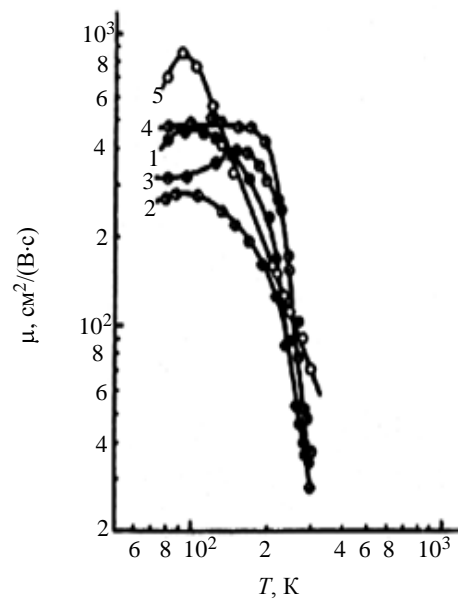


Рис. 2. Зависимость подвижности носителей заряда в InSe для различных доз облучения гамма-квантами: 1 — до облучения; 2 — 10^5 Р; 3 — 10^6 Р; 4 — 10^7 Р; 5 — 10^8 Р

При низких температурах после достаточно больших интегральных флюенсов подвижность имела вид $\mu \sim T^\alpha$ с $\alpha = 2$ —4. Такой крутой рост подвижности с температурой характерен для электрически неоднородных компенсированных образцов [2] и, кроме того, в ряде случаев может наблюдаться при рассеянии на областях разупорядочения (РО) [3]. В высокотемпературной области, помимо сильного уменьшения абсолютной величины подвижности, после облучения наблюдалось очень резкое падение подвижности с ростом температуры, отрицательный коэффициент с α в $\mu \sim T^\alpha$ достигал 1,8—8 (см. рис. 2).

Возможно, что она связана с возрастанием под действием облучения неоднородности и анизотропии электрических свойств селенида индия. Такое возрастание подтверждается измерениями R_{HII} и ρ_{II} , т. е. измерениями в направлении, параллель-

ном оси "С". Как известно, проводимость в этом направлении носит прыжковый характер, и подвижность μ_{II} может быть описана выражением [4, 5]

$$\mu = A \exp(-\Delta E/kT),$$

где A — константа;

k — постоянная Больцмана;

ΔE — энергетический барьер для перескока носителей из слоя в слой.

Экспериментальные температурные зависимости μ_{II} для исходных образцов дали величину $\Delta E = 0,095$ эВ, что хорошо согласуется с известными литературными данными [6]. После облучения гамма-квантами (флюенсы 10^7 — 10^8 Р) и электронами с энергией 25 МэВ (интегральным флюенсом 10^{15} см⁻²) ΔE возросла до 0,14 эВ.

Таким образом, полученные нами данные указывают на возможную неоднородность в распределении радиационных дефектов в InSe и предпочтительное их образование в межслоеных промежутках. Необходимо отметить, что все обнаруженные эффекты носят объемный характер.

Специально проведенные исследования изменений темного сопротивления кристаллов селенида индия в процессе облучения в различных средах (инертный газ, кислород, вакуум.) показали, что роль поверхностных эффектов во всех случаях невелика.

Следует отметить немаловажную роль РО в селениде индия. Для образцов InSe, облученных электронами с энергией 25 МэВ, проведен расчет числа смещенных атомов (N_c) (пороги смещения взяты такими же, как в ZnSe [7]) и получено $N_c \approx 25 \Phi_e$.

Если для нейтронного облучения принять, что порог образования РО в InSe, как и в других полупроводниках [2], находится вблизи энергии 1 кэВ, то число точечных дефектов, созданных нейтронами, должно составлять лишь около 10 % от числа дефектов, созданных таким же интегральным флюенсом электронов. Между тем экспериментально обнаруженные скорости удаления дырок в *n*-InSe для электронов и нейтронов близки между собой. Это возможно лишь в том случае, если РО в InSe частично распадаются с выделением точеч-

ных дефектов (такие процессы наблюдались в InSb [6]), либо дырки захватываются областями объемного заряда, окружающими РО.

Изохронный отжиг показал, что концентрация дырок в образцах, облученных импульсными нейтронами, электронами с энергией 6 МэВ и гамма-квантами, восстанавливаются до исходного значения уже при 200—250 °С. Энергия активации отжига составляет 0,2—0,29 эВ для электронов и нейтронов и 0,26 эВ — для гамма-облучения. В случае облучения электронами с энергией 25 МэВ отжиг происходит лишь при 523—553 К с энергией активации около 0,5 эВ. Трудно сказать, чем вызвано такое различие, поскольку при комнатной температуре, к которой относились измерения, концентрация электронов во всех случаях связана с одним и тем же центром $E_c \sim 0,2$ эВ. Отметим, что в первых трех случаях концентрации электронов $E_c \sim 0,2$ эВ в отжигаемых образцах были близки между собой, в образцах же, облученных электронами с энергией 25 МэВ, они значительно ниже. Близость энергии активации для электронного и нейтронного облучения позволяет предположить, что в том и другом случае речь идет об одном и том же процессе.

Следует заметить, что дефекты, изменяющие концентрацию электронов, — не единственные радиационные дефекты в материале. Для восстановления исходных значений подвижности в образцах, облученных гамма-квантами, нейтронами и электронами с энергией 6 МэВ, требуется дополнительный отжиг при температурах 423—523 К так же, как и после облучения электронами с энергией 25 МэВ (для 6 МэВ электронов начало восстановления сдвинуто к 373 К). При этих же температурах восстанавливается до исходной величины ΔE в формуле (1). Отношение параметров R_x , ρ и μ до и после облучения гамма-квантов и электронов с энергией 25 МэВ монокристаллов селенида индия приведено в таблице.

Для подтверждения выдвинутых выше предположений в двух кристаллографических направлениях исследованы изменения темновых сопротивлений образцов селенида индия в процессе гамма- и электронного облучения с энергией 6 МэВ.

Вид облучения		T, K	$\frac{R_{X_I rad}}{R_{X_I}}$	$\frac{\rho_{I rad}}{\rho_I}$	$\frac{\mu_{I rad}}{\mu_I}$	$\frac{R_{X_{II rad}}}{R_{X_{II}}}$	$\frac{\rho_{II rad}}{\rho_{II}}$	$\frac{\mu_{II rad}}{\mu_{II}}$
Гамма-кванты	10^7 Р	300	0,2	0,9	0,1	14	7,0	2,1
		80	0,7	0,8	0,4	125	6,0	2,0
	10^8 Р	300	0,15	0,8	0,15	12	8,0	2,2
		80	0,8	0,9	0,3	150	6,0	2,0
Электроны 25 МэВ	10^{15} эл./см ²	300	0,25	0,3	0,75	4,0	6,0	1,0
		80	5,0	0,7	0,2	3,5	2,7	1,8
	10^{16} эл./см ²	300	0,24	0,45	0,8	7,0	7,0	1,2
		80	15	0,7	0,01	4,5	4,7	1,8

Результаты измерений показали, что кратность изменения темновых сопротивлений образцов селенида индия, имеющих контакты перпендикулярно слоям, в несколько раз меньше кратности образцов, имеющих контакт вдоль слоев. Восстановление темновых сопротивлений, облученных при комнатной температуре, тоже отличается.

Таким образом, полученные результаты дают хорошее согласие с предположением о том, что с ростом флюенса облучения дефекты в основном образуются и накапливаются в межслойных промежутках, т. е. увеличивается анизотропия кристалла.

Заключение

Учитывая специфические особенности кристаллографической структуры слоистых материалов, можно сделать ряд качественных предположений. В связи с тем, что силы, действующие между слоями, являются Ван-дер-Ваальсовскими, можно ожидать наличия в межслойных промежутках значительного количества атомов компонентов, с которыми могут быть связаны уровни в запрещенной зоне. Действие радиации, вероятно,

приводит к увеличению концентрации атомов компонентов в межслойных промежутках в пропорциях, не обязательно соответствующих тем, которые имели место в исходном материале. Результатом этого является образование новых уровней и центров для рекомбинации дырок. Все факторы в совокупности могут привести к существенному изменению электрофизических свойств слоистого соединения селенида индия.

Литература

1. Аскеров К. А., Исаев Ф. К., Амиров Д. Г. // В кн. Дефектообразование и диффузионные процессы в некоторых слоистых полупроводниках. — Азербейджан, Баку, 1991. С. 126.
2. Шук А. Я. // Письма ЖЭТФ. 1974. Т. 20. № 1. С. 14—16.
3. Коноплева Р. Ф., Литвинов В. Л., Ухин Н. А. // В кн. Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий. — М.: Наука, 1971. С. 88.
4. Kipperman A. M., Peunenborgh A. Y., Van den Dries J. G. A. M. // Department of Physics. 1968. P. 322—826.
5. Иоффе А. Ф. // ФТТ. 1959. Т. 1. Вып. 1. С. 157—159.
6. Заитов Ф. А., Поляков А. Я. // ФТП. 1978. Т. 12. Вып. 9. С. 1782—1789.
7. В кн. Физические процессы в облученных полупроводниках / Под ред. Л. В. Смирнова. — Новосибирск: Наука, 1977. С. 254.

Статья поступила в редакцию 23 ноября 2007 г.

Influence of ionized radiation on anisotropy of electric properties of indium selenide

K. A. Askerov, V. I. Gadzhieva

Institute of Physics of National Academy of Sciences of Azerbaijan,
Baku, Azerbaijan Republic

Formation and distribution of radiating defects, as well as behaviour of mobility in monocrystalline samples of indium selenide with electron concentration $5 \cdot 10^1$ — $1 \cdot 10^{16}$ cm⁻³ have been investigated at an irradiation by gamma-quanta (with dose 10^7 and 10^8 R) and electrons with energy 25 MeV (with fluence 10^{15} e/cm²).

* * *