

ДЕГРАДАЦИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЙ
СВЯЗИ ПРИ РАДИАЦИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

ДЕГРАДАЦІЯ ЕЛЕМЕНТІВ ВОЛОКОННО-ОПТИЧНИХ ЛІНІЙ
ЗВ'ЯЗКУ ПРИ РАДІАЦІЙНОМУ ОПРОМІНЮВАННІ

DEGRADATION OF THE ELEMENTS OF THE OPTICAL
COMMUNICATION UNDER IRRADIATION

Аннотация. Рассмотрены механизмы изменения параметров компонентов ВОЛС при радиационном воздействии. Влияние радиации на элементы ВОЛС проявляется в уменьшении интенсивности света, излучаемого светодиодом, а также в снижении чувствительности фотоприемника, принимающего световой сигнал.

Анотація. Розглянуті механізми зміни параметрів компонентів ВОЛЗ при дії радіаційного опромінювання. Вплив радіації на елементи ВОЛЗ виявляється в зменшенні інтенсивності світла, що випромінюється світлодіодом, а також у зниженні чутливості фотоприймача, що приймає світловий сигнал.

Summary. The mechanisms of change of parameters of components of optical communications are considered at a radiation-damage. Influence of radiation on the elements of OC shows up in decrease of intensity of light, radiated a light-emitting diode, and also in the decrease of sensitiveness of photodetector, accepting a light signal.

Актуальной проблемой в телекоммуникационных системах является устойчивость различных элементов к внешним воздействиям. Как известно, компонентами волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) являются излучатель (инжекционный лазер или светодиод), световод и фотоприемник (фотодиод) [1]. В процессе изготовления и эксплуатации элементы ВОЛС подвергаются действию излучений различного типа: рентгеновского, γ -излучения, вакуумного ультрафиолета, потоков протонов, электронов, нейтронов, α -частиц, ионов [2]. Это обуславливает различный характер взаимодействия излучения с веществом. ВОЛС работают в различных условиях, в том числе и активной зоне атомных станций. Несмотря на то, что влияние радиации на параметры полупроводников и полупроводниковых приборов исследовалось достаточно давно [3], воздействие излучений на характеристики элементов ВОЛС изучено недостаточно полно. Современные ВОЛС могут работать в условиях воздействия проникающей радиации различного уровня: при ядерном взрыве (поток нейтронов до 10^{15} см⁻² и гамма-квантов с экспозиционной дозой до 10^6 рад при мощности дозы до 10^{13} Р/с); вблизи ядерных реакторов (поток нейтронов до 10^{15} см⁻² и дозе гамма-квантов до 10^7 Р/с). Функциональные элементы ВОЛС отличаются спецификой конструкций и выбора материалов, данные относительно их радиационной стойкости недостаточно широко освещены в научной литературе и подчас противоречивы. В то же время расширение областей применения изделий микроэлектронной техники в технике связи, внедрение радиационных технологий в производство элементной базы требует повышенной радиационной стабильности дискретных приборов и схем к действию ионизирующих излучений.

Целью данной статьи является анализ механизмов изменения параметров компонентов ВОЛС при радиационном воздействии.

Ионизация в полупроводниковых структурах при радиационном облучении заключается в том, что, воздействуя на вещество, излучение, в зависимости от энергии квантов, вызывает ионизацию и/или смещение атомов решетки. К ионизирующему излучению относятся потоки частиц и электромагнитных квантов, рентгеновское и γ -излучение, потоки электронов, позитронов, вакуумный ультрафиолет. Ионизирующее излучение непосредственно не создает дефектов в твердом теле, но вызывает изменение структурных и электрофизических свойств материала [4].

К деструктирующему излучению можно отнести α -излучение, потоки протонов, потоки нейтронов и другие тяжелые частицы. Облучение полупроводников тяжелыми частицами приводит к возникновению структурных дефектов, ухудшению характеристик элементов. При действии тяжелых частиц на монокристалл полупроводниковой подложки нужно учитывать эффект каналирования. К

структурным нарушениям, в первую очередь, относится образование первичных радиационных дефектов типа пар Френкеля (вакансия и междоузельный атом) в кристаллической решетке в результате упругого столкновения движущейся частицы с ядром атома или с атомом вещества. Возможно также образование дефектов по Шоттки (вакансия или дивакансия) [5].

1. Вольтамперная характеристика (ВАХ) диодной структуры с p - n -переходом при облучении. Принцип действия значительного числа полупроводниковых приборов, используемых в технике связи, основан на физических процессах, протекающих в одном или нескольких p - n -переходах, создаваемых в кристаллах вплавлением, диффузией, эпитаксией или ионной имплантацией. Для понимания радиационных эффектов в них необходимо знание влияния проникающих излучений на ВАХ p - n -перехода. Установлено, что чем меньше величина удельного сопротивления полупроводника, на основе которого изготовлен диод, тем выше его радиационная стойкость [6]. Наиболее чувствительной областью к воздействию радиации является база структуры, содержащая меньше примесей, и область p - n -перехода, которая имеет собственную проводимость. Радиационные изменения ВАХ зависят не только от параметров исходного полупроводника, но и от геометрических размеров кристалла, главным образом n -базы и p - n -перехода [7].

Уравнение ВАХ структуры с p - n -переходом имеет вид [8]:

$$I = I_s \left(e^{(U - IR_6)/mkT} - 1 \right), \quad (1)$$

где I – прямой ток через диод; I_s – ток насыщения, который равен обратному току через идеальный диод; U – напряжение, приложенное к p - n -переходу; m – коэффициент ($1 \leq m \leq 2$); k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; $R_6 \approx \rho_0 W/S$ – сопротивление толщи базы, где ρ_0 – удельное сопротивление исходного полупроводника, W – толщина базы диода; S – площадь p - n -перехода. Радиация влияет на параметры полупроводникового материала, входящие в формулу (1), тем самым вызывая изменения ВАХ, которые при этом носят сложный характер. Общим является монотонное возрастание прямого падения напряжения и обратного тока диода [9, 10].

Нами исследовались диоды на основе твердого раствора AlGaAs [6]. На рис. 1 показано влияние облучения реакторными нейтронами на прямую ветвь ВАХ структуры с p - n -переходом (1 – до облучения, 2 – $5 \cdot 10^{12}$ н/см²). При облучении удельное сопротивление большинства полупроводниковых материалов возрастает, что обуславливает рост сопротивления толщи базы. Как видно из (1), рост R_6 приводит к тому, что для поддержания заданного прямого тока I через диод, к нему необходимо прикладывать большее напряжение U . В итоге, прямая ветвь ВАХ с увеличением дозы облучения становится более пологой, чем до облучения (рис. 1). Абсолютные изменения R_6 меньше у диодов с меньшей толщиной базы и большей площадью p - n -перехода. Поэтому для повышения радиационной стойкости диодов нужно уменьшать толщину базы W , увеличивать площадь S перехода, а также уменьшать величину исходного удельного сопротивления ρ_0 .

Практически во всех p - n -переходах наиболее значительные изменения наблюдаются именно на прямой ветви ВАХ. Падение напряжения на p - n -переходе с площадью S в функции интегрального потока излучения P имеет вид [11]:

$$U_{p-n}(P) = \frac{mkT}{q} \ln \left[\frac{In_{n0} e^{-K_n \Phi}}{Sq n_i^2} \sqrt{\frac{\tau_{p0} K_i}{D_p (K_i + \tau_{p0} P)} + 1} \right], \quad (2)$$

где K_i – обратное значение коэффициента радиационного изменения времени жизни неосновных носителей заряда; K_n – величина, умножение которой на исходную концентрацию n_{n0} дает скорость удаления носителей заряда при облучении; n_{n0} – концентрация основных носителей в базе до облучения; τ_{p0} – время жизни неосновных носителей, остальные обозначения общепринятые. Из (2) видно, что при возрастании интегрального потока излучения напряжение на самом p - n -переходе уменьшается.

Падение напряжения на базе структуры с несимметричным p - n -переходом в общем случае определяется удельным сопротивлением исходного материала базы и степенью ее модуляции неосновными носителями заряда. Пренебрегая изменением подвижности носителей заряда, можно получить падение напряжения на базовой области перехода в функции интегрального потока излучения [8]:

$$U_6(P) = IW \rho_0 e^{K_n P} / S = U_{6,00} e^{K_n P}, \quad (3)$$

где $U_{6,00}$ – падение напряжения на базе до облучения. Из (3) видно, что при возрастании интегрального потока излучения падение напряжения на базовой области растет.

При облучении в большинстве реальных *p-n*-структур возрастание напряжения на базовой области U_0 сопряжено не столько с изменением удельного сопротивления, сколько с уменьшением диффузионной длины носителей заряда $L_p = D_p \tau_p$ и модуляцией проводимости материала базы. Вообще модуляция проводимости базовой области структуры с *p-n*-переходом определяется уровнем инжекции, характером тылового омического контакта и временем жизни неосновных носителей заряда [12].

При облучении *p-n*-перехода растет обратный ток. Величина обратного тока реального диода определяется рядом составляющих: генерационным током в области *p-n*-перехода, током насыщения, а также током ионизации, которые с ростом дозы облучения или мощности дозы увеличиваются [13]. Возрастают также токи утечки. Качественные изменения ВАХ идентичны при облучении разными видами излучений. Вид излучений определяет лишь изменение скорости повреждения ВАХ *p-n*-перехода, т.е. для достижения одинаковых изменений требуются различные дозы облучения.

2. Светоизлучающие диоды (СИД), называемые также электролюминесцентными или светодиодами являются некогерентными источниками. СИД, используемые в технике связи, излучают свет в близкой ИК области спектра (0,85; 1,31 и 1,55 нм) [1]. Они включаются в прямом направлении. Длина волны излучения СИД зависит от ширины запрещенной зоны полупроводника и глубины залегания примесных уровней, участвующих в рекомбинационном процессе. В реальных диодах переходы с излучением происходят между зоной проводимости и мелкими акцепторными уровнями или между донорными и акцепторными уровнями. При этом, как правило, в излучательных рекомбинационных процессах принимают участие группы тесно расположенных друг к другу энергетических уровней. Это приводит к размытию спектра излучения. Интенсивность рекомбинационного излучения зависит от механизма излучательной рекомбинации и уровня инжекции. Применение СИД с излучающим срезом обычно ограничено системами, работающими на скорости 155 Мбит/с и ниже [14]. При радиационном облучении изменяются параметры СИД: выходная мощность, излучаемая в одномодовое волокно; числовая апертура; время нарастания/спада импульса; полуширина полосы излучения; спектральное уширение и др. Образование радиационных дефектов, приводя к изменению времени жизни неосновных носителей заряда, их концентрации и подвижности, изменяет как вид ВАХ, так и интенсивность электролюминесценции диодов. Эксперименты позволяют считать, что изменения интенсивности электролюминесценции и тока при фиксированном напряжении при малых уровнях облучения обусловлены изменением времени жизни неосновных носителей заряда [2]. При больших потоках частиц рост падения напряжения на диффузионном участке ВАХ, а также рост напряжения пробоя происходит вследствие увеличения удельного сопротивления исходного материала в базовой области диода. Наиболее распространенными материалами для излучающих диодов, работающих с кварцевыми волокнами, являются твердые растворы AlGaAs, InGaAs, InGaAsP [14].

В светодиодах, например, на основе *p-n*-перехода из тройного соединения AlGaAs инжектированные из *n*-области электроны рекомбинируют с дырками в базовой *p*-области, в результате чего излучаются фотоны в спектральном диапазоне 0,82-0,87 мкм, совпадающем с окном прозрачности кварцевого световода [6]. Частицы с высокой энергией вызывают образование радиационных нарушений типа дефектов Френкеля, остающихся в материале и после прекращения действия радиации. Эти дефекты уменьшают концентрацию и подвижность электронов в *n*-области, создают шунтирующие *p-n*-переход каналы, вследствие чего уменьшается инжекция электронов в *p*-область. В самой *p*-области возрастает доля безызлучательной рекомбинации электронов на дефектах. Это приводит к снижению квантового выхода структуры. В совокупности все это вызывает уменьшение интенсивности выходящего из *p*-области излучения [15].

Следует отметить, что анализ радиационных изменений интенсивности излучения светодиодов различных типов затрудняется вследствие изменений их ВАХ. Зависимость интенсивности рекомбинационного излучения от времени жизни неосновных носителей и плотности тока имеет вид $\Phi \sim \tau^{3/2} J$. С учетом радиационного изменения только времени жизни носителей заряда это соотношение приобретает вид [11]:

$$(\Phi_0 / \Phi)^{2/3} - 1 = (\tau_0 / K_i) P, \quad (4)$$

при $J = \text{const}$, где Φ_0 и Φ – интенсивности спонтанной электролюминесценции до и после облучения. Эксперименты подтверждают превалирующее влияние на интенсивность рекомбинационного излучения именно радиационного изменения время жизни носителей заряда [12].

При больших интегральных потоках частиц, как указывалось, имеет место смещение прямой ветви ВАХ в область больших напряжений, что обусловлено увеличением удельного сопротивления материала базовой области. Именно с этим фактором связано изменение прямой ветви ВАХ светодиода из AlGaAs после облучения быстрыми нейтронами с энергией 2 МэВ потоком $5 \cdot 10^{12}$ н/см² (рис. 1) [6]. На рис. 2 показана зависимость излучаемого светового потока от тока питания светодиода до и после радиационного облучения. Поток Φ_0 измеряли до облучения при токе питания светодиода 10 мА. Совместное влияние отмеченных выше эффектов приводит к уменьшению внешнего квантового выхода светового потока. При высоких уровнях облучения преобладают, как указывалось, объемные радиационные повреждения светодиодов. Изменение интенсивности излучения определяется введением безызлучательных каналов рекомбинации и возрастанием тока вследствие появления хвостов плотности состояний в запрещенной зоне полупроводника.

При облучении быстрыми нейтронами интенсивность спектральных полос излучения уменьшается. Новых полос излучения не наблюдается, хотя из общих соображений можно было ожидать, что радиационные дефекты, создающие внутри запрещенной зоны энергетические уровни, будут способствовать появлению дополнительных полос. Отсутствие их, по-видимому, говорит в пользу того, что радиационные нарушения являются именно безызлучательными радиационными центрами, снижающими квантовую эффективность СИД.

3. Лазерные диоды (ЛД) обычно используются для линий связи большой длины или при большой скорости передачи (выше 155 Мбит/с). В них высокий уровень возбуждения создается пропусканием большого прямого тока через структуру, в которой оба слоя вырождены. Инжекционные лазеры работают в режиме непрерывной генерации при низкой и в импульсном режиме при высокой температуре. Наибольшее распространение получили ЛД на основе GaAs и на твердых растворах GaAsP, GaAlAs и InGaAsP [1]. Радиационные изменения в полупроводниковых лазерах приводят главным образом к снижению квантового выхода излучения и росту порогового тока генерации [6]. Об изменениях в лазерных диодах при облучении можно судить по деградации зависимости выходной оптической мощности излучения от тока накачки. Возрастание порога генерации лазерного излучения объясняется уменьшением выхода электролюминесценции или увеличением оптического поглощения в активной области диода. Следует учитывать влияние радиации на распределение мощности излучения по модам, на потери в резонаторе, а также на изменение порогового тока, что приводит к изменению характеристик линейной частотной модуляции излучения [11].

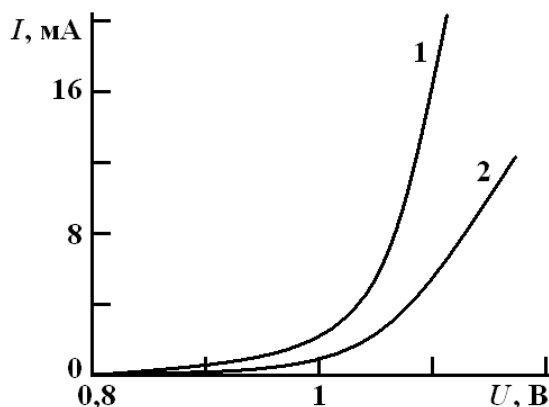


Рисунок 1 – Прямая ветвь ВАХ светодиода на базе соединения AlGaAs: 1 – до облучения; 2 – после облучения быстрыми нейтронами

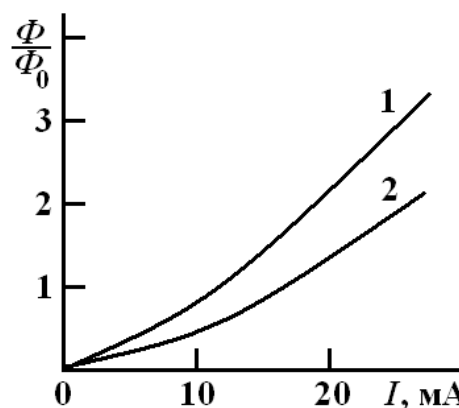


Рисунок 2 – Зависимость излучаемого светового потока от тока питания светодиода: 1 – до облучения; 2 – после облучения быстрыми нейтронами

4. Фотодиод-фотоприемник (ФД) как элемент ВОЛС включается в обратном направлении относительно *p-n*-перехода. При отсутствии освещения через него протекает малый обратный темновой ток I_T обусловленный переносом неосновных носителей (электронов из *p*-области и дырок – из *n*-области). В отличие от прямого тока, обратный ток *p-n*-перехода под действием радиации увеличивается. Здесь действуют два фактора. Во-первых, шунтирование *p-n*-перехода каналами, образованными радиационными дефектами. Во-вторых, дефекты в области *p-n*-перехода являются центрами генерации неосновных носителей заряда, которые также увеличивают обратный ток I_T . В

волоконних системах використовуються, в основному, $p-n$ -ФД, $p-i-n$ -ФД ($Si - \lambda \approx 0,85$ мкм, $InGaAs - \lambda \approx 1,31$ і $1,55$ мкм) і лавинні фотодиоди ($Ge, Si, InGaAs$) [1]. Основні параметри фотоприймачів – чутливість відклику, постійна часу, квантовий предел (число фотонів на біт) і др. На рис. 3 представлена зворотня ВАХ кремнієвого фотодиода до і після облучення його γ -квантами дозою 5×10^7 Р/с [9]. В результаті облучення зворотній ток зростає більше, ніж в два рази. В роботі [15] показано, що ефективність впливу γ -випромінювання дозою 10^8 Р/с еквівалентна впливу нейтронів з енергією 2 МэВ потоком 10^{13} н/см². При освітленні фотодиода його ток збільшується на величину фототока, утвореного генерованими квантами світла носителями заряду [8]: $I = I_T + I_\Phi$. Величина току I_Φ пропорційна часу життя носіїв заряду. Воно зменшується, як було сказано раніше, при впливі радіації за рахунок рекомбінації носіїв на дефектах. Соотвественно, фоточутливість, визначається як відношення зміни току фотодиода до зміни потоку квантів світла, з ростом потоку радіації також зменшується. На рис.4 показана залежність току фотодиода при напрузі живлення 40 В від освітленості до облучення і після облучення γ -квантами дозою 10^8 Р/с. В необлученому фотодиоді ток при освітленні збільшується в два рази, в облученому – в 1,5 рази (рис. 4).

При впливі радіації в напівпровіднику внаслідок утворення дефектів з глибокими рівнями зростає швидкість рекомбінації нерівноважних носіїв заряду. Внаслідок цього зменшується кількість нерівноважних носіїв заряду, досягаючих $p-n$ -переходу. Знижується також величина опору, шунтуючого $p-n$ -перехід. Ці фактори зменшують ефективність фотопереобладнання. Вивчення спектральних характеристик облучених $p-n$ -ФД дозволило встановити, що причиною зменшення фототоку є падіння часу життя і пов'язаною з ним дифузійної довжини. Це призводить до зменшення фототоку з ростом інтегрального потоку облучення. Величина фототоку $I_\Phi = qc\eta S\Phi$, де c – в загальному випадку залежить від цілого ряду параметрів, в тому числі і від дифузійної довжини [16]. Якщо облучення глибоко проникає в базу фотоприймача (нейтрони, протони високих енергій), то це сказується на зменшенні фототоку за рахунок довгохвильової частини спектра (рис. 5).

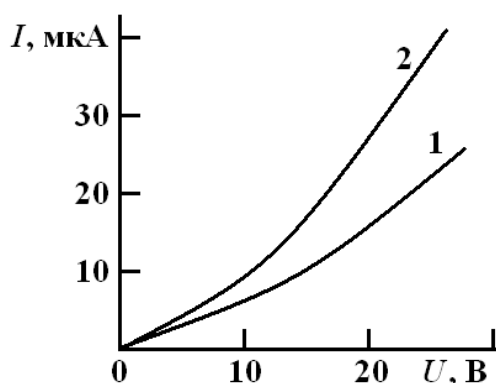


Рисунок 3 – Зворотня гілка ВАХ кремнієвого фотодиода: 1 – до облучення; 2 – після облучення γ -квантами дозою $5 \cdot 10^7$ Р/с

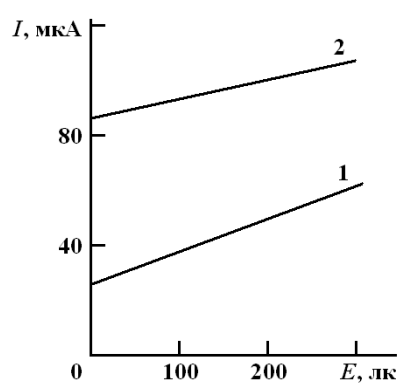


Рисунок 4 – Залежність току кремнієвого фотодиода від освітленості: 1 – до облучення; 2 – після облучення γ -квантами дозою 10^8 Р/с

5. Лавинні фотодиоди (ЛФД) є найбільш досконалими фотоприймачами для виявлення оптичних сигналів в ВОЛС. Вони представляють собою $p-i-n$ -диоди з внутрішнім посиленням. В діапазоні $\lambda = 0,8 \dots 0,9$ мкм оптимальними є Si -ЛФД, в спектральному діапазоні $\lambda = 1 \dots 1,6$ мкм – ЛФД з Ge і $InGaAs$. Використовуються також ЛФД на гетеропереходах [1].

В ЛФД поряд з фотоелектричними процесами, властивими звичайним фотодиодам, розвиваються додаткові процеси – процеси лавинного розмноження при електричному пробіє в зворотнозміщеному $p-n$ -переході.

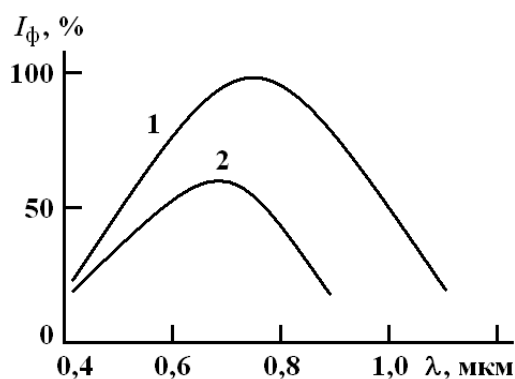


Рисунок 5 – Залежність спектральної чутливості кремнієвого фотоприймача від довжини хвилі світла: 1 – до облучення; 2 – після облучення нейтронами с $E \geq 10$ кэВ інтегральним потоком 10^{13} см⁻²

Так як генерація носіїв заряду залежить від ширини p - n -перехода і вихідної концентрації носіїв заряду, які змінюються при облученні, то облучення впливає на процес розвитку лавини і, відповідно, на параметри ЛФД. Падіння фоточувствительності при цьому пов'язано з введенням в активну область діода радіаційних ловушок, які змінюють розподіл електричного поля [11]. Ловушки впливають на параметри діодів, коли їх концентрація стає порівнянимою з концентрацією носіїв заряду в активній області (для кремнію зазвичай $\sim 10^{15}$ см⁻³). Заряд, захоплений ловушками, з однієї сторони, збільшує густина заряду іонізованих домішок поблизу переходу і зменшує його поблизу омического контакту, а з іншої – сприяє звуженню шару множення. В результаті квантова ефективність діода знижується.

Световод в ВОЛС представляє кварцеву нитку складу SiO_2 , сердцевина якої слабо легірована двоокисом германію [17]. При радіаційному облученні прозорих склок має місце їх потемніння, що відбувається внаслідок утворення нейтральних атомів легуючих речовин. Зменшення прозорості призводить до збільшення затухання оптичного сигналу при проходженні його по световоду. Однак, ці зміни відбуваються при рівнях радіації, більших ніж потоки, при яких суттєво змінюються параметри напівпровідникових елементів [18].

В заключення відзначимо наступне. Вплив радіації на елементи ВОЛС проявляється, в основному, в зменшенні інтенсивності світла, що випромінюється світлодіодом, а також в зниженні чутливості фотоприймача, що приймає світловий сигнал. Обидва ці ефекти призводять до загальному зменшенню передаваного по ВОЛС сигналу. При потоках швидких нейтронів до 10^{12} н/см² напівпровідникові елементи зберігають свою придатність, при потоках $\sim 5 \times 10^{14}$ н/см² вони повністю виходять з ладу.

Література

1. Фриман Р. Волоконно-оптичні лінії зв'язу / Фриман Р. – М.: Техносфера, 2007. – 512 с.
2. Викулин І.М. Діяння радіації на характеристики елементів ВОЛС / І.М.Викулин, І.П.Панфілов // Праці УНДІРТ. – 2003. – № 4. – С. 35-36.
3. Вавилов В.С. Радіаційні ефекти в напівпровідниках і напівпровідникових пристроях / Вавилов В.С., Ухін Н.А. – М.: Атомиздат, 1969. – 312 с.
4. Вавилов В.С. Діяння випромінювання на напівпровідники / Вавилов В.С. – М.: Физматгиз, 1963. – 264 с.
5. Вавилов В.С. Діяння випромінювання на напівпровідники / Вавилов В.С., Кеклідзе Н.П., Смирнов Л.С. – М.: Физматгиз, 1988. – 192 с.
6. Vikulin I.M. Action of radiation on elements of the light-wave communication / I.M. Vikulin, Sh.D. Kurmashev, I.P. // Вісник Черкаського держ. технолог. ун-ту. – 2009. – №2. – С.174-176.
7. Вологдин Э.Н. Радіаційні ефекти в деяких класах напівпровідникових пристроїв / Э.Н.Вологдин, А.П.Лысенко. – М.: Изд. МГИЭМ, 2001. – 70 с.
8. Викулин І.М. Фізика напівпровідникових пристроїв / І.М. Викулин, В.І. Стафеев. – М.: Радио и связь, 1990. – 270 с.
9. Курмашев Ш.Д. Властивості планарних транзисторних термодатчиків при діянні радіації / Курмашев Ш.Д., Викулин І.М., Софронков А.Н. // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С.Попова. – 2011. – № 2. – С.63.

10. Курмашев Ш.Д. Влияние облучения на фотоэлектрические характеристики диодных и резисторных структур / Ш.Д. Курмашев, И.М. Викулин, П.В. Беньковский // Труды II МНПК «Совр. информ. и электр. технологии. – Т. II. – (СИЭТ-2-10). – Одесса. – С. 107.
11. Коршунов Ф.П. Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах / Коршунов Ф.П., Гатальский Г.В., Иванов Г.М. – Минск: Наука и техника, 1978. – 232 с.
12. Курмашев Ш.Д. Фізико-технічні аспекти впливу радіаційного опромінювання на фоточутливі інжекційні структури / Ш.Д. Курмашев, І.М. Вікулін, П.Н. Олексенко // Фізика напівпровідників: 4 УНК: тери доп. – Запоріжжя, 2009. – Т.2. – С. 32.
13. Kurmashev Sh.D. Saturation current on the thermosensitive field-effect transistors under β -irradiation treatment / Sh.D.Kurmashev, I.M.Vikulin, A.I. Nimtsovich // Photoelectronics. – 2011. – N20. – P. 135 - 139.
14. Корнейчук В.И. Оптические системы передачи / Корнейчук В.И., Макаров Т.В., Панфилов И.П. – К.: Техника, – 1990. – 388 с.
15. Залюбовский И.И. Влияние рентгеновского, гамма и нейтронного облучения на фоточувствительные характеристики электронно-дырочных структур / Залюбовский И.И., Гнап А.К. // Нові технології. – 2003. – № 1. – С. 16-20.
16. Анисимова И.Д. Полупроводниковые фотоприемники / Анисимова И.Д., Викулин И.М., Курмашев Ш.Д. – М.: Радио и связь, 1984. – 216 с.
17. Каток В.Б. Волоконно-оптичні системи зв'язку / Каток В.Б. – К.: Техніка, 1999. – 480 с.
18. Вербицкий В.Г. Розробка високоефективних мікро- нанотехнологій оптоелектроніки і комунікаційних систем на їх основі / [Вербицкий В.Г., Вікулін І.М., Воробієнко П.П., Курмашев Ш.Д., Каток В.Б.]. – К.: Логос, 2009. – 301 с.