

97-247



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13-97-247

А.С.Артемов

РАДИАЦИОННО СТОЙКИЙ ДЕТЕКТОР
ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ИМПУЛЬСНОГО ПОТОКА
БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ
ДЛЯ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ
(Предложение)

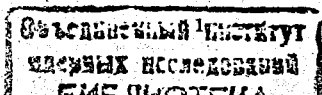
1997

Введение

В диагностическом устройстве, предложенном в работе [1], информация о характеристиках пучка отрицательных ионов (энергетическом спектре, эмиттансе, профиле и др.) заключена в двумерном пространственном распределении потока быстрых электронов на детекторе. При этом, находясь в непосредственной близости от сильноточного пучка (несколько десятков сантиметров от оси), детектор может подвергаться интенсивному радиационному воздействию. Например, в штатном режиме работы линейного ускорителя ионов H^- Московской мезонной фабрики в области детектора ожидаются потоки $\sim 10^6 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ тепловых и медленных ($0,005 \text{ эВ} < E_n < 0,2 \text{ эВ}$), $\sim 10^6 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ быстрых ($0,2 \text{ МэВ} < E_n < 20 \text{ МэВ}$) и $\sim 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ сверхбыстрых ($E_n > 20 \text{ МэВ}$) нейтронов, а также мощность дозы $\sim 1 \text{ рад/ч}$ (Si) гамма-излучения с энергией $E_\gamma \approx 1,25 \text{ МэВ}$. При диагностике данного пучка ($I_i \approx 50 \text{ МА}$; $\tau_i \approx 100 \text{ мкс}$, $f = 100 \text{ Гц}$) на рабочую поверхность детектора диаметром $\varnothing \approx 10 \div 15 \text{ мм}$ попадают электроны ($E_e = 327 \text{ кэВ}$) с максимальной импульсной и средней во времени плотностями потока $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ и $\sim 10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ соответственно. Для измерения параметров пучка с достаточной точностью (см. [1]) необходимо регистрировать пространственное распределение потока этих электронов с разрешением не хуже $100 \div 150 \text{ мкм}$. Выполнение данного требования в сочетании с высоким ресурсом работы в указанных условиях, а также возможностью включения на время существования фотонной мишени определяет принцип работы детектора и схему его реализации. По этой причине в диагностическом устройстве не могут напрямую использоваться известные координато-чувствительные детекторы на основе микроканальных пластин, полупроводниковые приборы с зарядовой связью, матричные пирозлектрические приёмники, сцинтилляционные волоконные детекторы и др. (см., например, [2-5]). Необходима комбинация различных методов регистрации излучения с использованием наиболее оптимальных элементов на каждом участке.

Схема детектора и формирование оптического изображения пространственного распределения потока электронов

В данной работе предложен радиационно стойкий детектор для регистрации импульсного потока быстрых электронов с указанными выше требованиями, а также проведён расчет основных его элементов. Схема



детектора приведена на рис.1. Приёмная часть 1 преобразует пространственно распределённый поток электронов в его оптическое изображение. При измерениях параметров указанного выше пучка эта область детектора находится в наилучших радиационных условиях ~ 5 рад/с, создаваемых в основном быстрыми электронами на толщине их пробега. Так как величина пробега моноэнергетических электронов, выраженная в $\text{г}/\text{см}^2$, слабо зависит от атомного номера вещества, данная оценка средней мощности поглощенной дозы характерна для различных материалов. По этой причине, с учетом эффекта накопления радиационного заряда [6], для формирования изображения необходимо использовать тонкую пластину одного из полупроводниковых монокристаллов

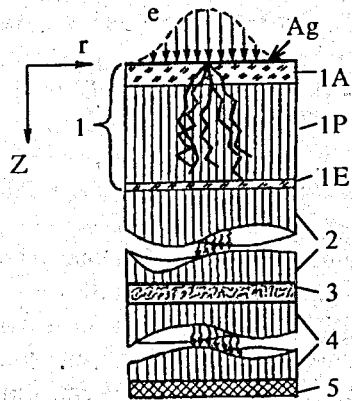


Рис.1.

Схема радиационно стойкого детектора пространственного распределения импульсного потока быстрых электронов. Ag - тонкий слой серебра; 1 - приёмная пластина из активного (1А) и пассивного (1Р) слоёв; 1Е - полупрозрачный электрод; 2,4 - онтоволоконные жгуты; 3 - усилитель изображения; 5 - ПЗС-матрица

($GaAs$, CdS , $CdSSe$, $ZnSe$ и др.), широко используемых в качестве лазерных материалов для активных элементов квантоскопов [7]. В отличие от других сцинтилляторов эти кристаллы сочетают хорошие люминесцентные и электропроводящие ($\rho_e < 10^6$ Ом·см при $T = 300$ К) свойства [8,9]. Наиболее оптимальным среди них является арсенид галлия, обладающий максимальной эффективностью генерации излучения при накачке электронным пучком [7] и высокой радиационной стойкостью [10,11]. Важным фактором является то, что при взаимодействии с электронами он интенсивно излучает в длинноволновой области ($\lambda_{GaAs} = 800 \div 1500$ нм [7,12,13]), где коэффициент ослабления излучения в различных световодах и влияние радиации на их прозрачность минимальны [10,14]. Эффективная глубина проникновения электронов в данный полупроводник ($\rho_{GaAs} = 5.4 \text{ г}/\text{см}^3$) оценивается с помощью

выражения

$$Z_{e|GaAs}[\text{мкм}] \approx 5 \cdot 10^{-2} E_e + 1,2 \cdot 10^{-3} E_e^2, \quad (1)$$

где E_e - энергия электронов в килоэлектронвольтах [7]. При этом процессы рассеяния электронов и диффузии неравновесных носителей увеличивают размер возбуждённой области кристалла. Пространственная зависимость плотности вероятности рассеянных электронов определяется распределением Ферми

$$W(r, Z) = \frac{1}{\pi \cdot r_o^2} \exp\left(-\frac{r^2}{r_o^2}\right), \quad (2)$$

где $r_o^2(Z) = 4Z^3/3Z_e$, r - расстояние от оси падающего бесконечно тонкого электронного пучка, Z - глубина проникновения электронов в образец, измеряемая вдоль оси пучка. В соответствии с приведенными в [7] результатами, для рассматриваемого потока электронов ($E_e = 327$ кэВ) и толщины пластины арсенида галлия, превышающей $Z_{e|GaAs}$, проявление диффузионных процессов мало, и степень размытия оптического изображения можно оценить величиной $1,5r_o(Z_e) \approx 1,7Z_{e|GaAs} \approx 250$ мкм. В связи с этим, для того чтобы улучшить точность соответствия электронного и оптического пространственных распределений, приёмную пластину 1 необходимо выполнить в виде двухслойной структуры находящихся в оптическом контакте материалов, выполняющих различные функции. Активный слой 1А из $GaAs$ толщиной $\Delta_a \approx 40$ мкм формирует оптическое изображение проникающего электронного потока с требуемой пространственной точностью ≈ 40 мкм. При этом вклад диффузионного размытия оценивается величиной ≈ 5 мкм. Чтобы свести к минимуму пространственную неоднородность радиационного заряда в этом слое и связанное с ней искажение оптического изображения потока электронов, а также улучшить условия светосбора, на внешнюю поверхность со стороны пучка напыляется тонкий (≈ 150 нм) слой серебра, выполняющего роль глухого зеркала, находящегося под потенциалом земли. В этом случае, характерное время релаксации заряда оценивается величиной $\tau_r(GaAs) \approx \epsilon \epsilon_o \rho_{e|a} < 10^{-4}$ с в зависимости от удельного сопротивления $\rho_{e|a}$ используемого монокристалла в конкретных радиационных условиях ($\epsilon \epsilon_o \approx 1,15 \cdot 10^{-10}$ Ф/м - абсолютная диэлектрическая проницаемость арсенида галлия). Серебряное покрытие отличается устойчивостью к воздействию проникающего электронного пучка, малой химической активностью по отношению к полупроводнику и компонентам его радиолиза, а также обеспечивает максимальный коэффициент отражения (~ 1) излучения со стороны $GaAs$ [7]. Пассивный

слой пластины 1P в виде оптоволоконной шайбы выполняет роль поглотителя прошедших электронов, пропускающего без искажения световой поток от арсенида галлия. При этом его собственное (фоновое) излучение, создающее размытую часть изображения, должно находиться в достаточно изолированной от λ_{GaAs} области длин волн. Для этой цели, например, подходит аморфный полупроводник GaP ($\lambda_{GaP} = 510 \div 570$ нм, $\rho_{GaP} = 4,14$ г/см³) толщиной $\Delta_b \geq 140$ мкм, обладающий хорошей примесной проводимостью ($\rho_{e|GaP} = 0,1 \div 10^2$ Ом·см), высокой радиационной стойкостью и близким к $GaAs$ показателем преломления $\approx 3,4$ ($n_{|GaAs} = 3,3 \div 3,6$) в области длин волн фотонов $\lambda \approx \lambda_{|GaAs}$ [8-10,12,13]. В связи с тем, что фосфид галлия является непрямозонным полупроводником, возможна только "непрямая" (например, с участием фононов) излучательная рекомбинация его свободных носителей тока, находящихся на краях соответствующих зон (валентной и проводимости). По этой причине коэффициент излучательной рекомбинации этого материала более чем на четыре порядка меньше, чем у арсенида галлия (см., например, [15]). Таким образом, световыход пассивного слоя будет определяться в основном рекомбинацией неравновесных носителей (создаваемых электронным пучком) через примеси. При этом подбором легирования фосфида галлия можно обеспечить малую интенсивность его излучения по сравнению с активным слоем, при приемлемом удельном сопротивлении. На выходную поверхность приёмной пластины напыляется полупрозрачный электрод 1E для релаксации радиационного заряда в пассивном слое. С учетом необходимости отсечки фонового изображения электронного пучка, создаваемого этим слоем, данный электрод целесообразно выполнить в виде аморфной проводящей плёнки толщиной ~ 1 мкм из арсенида галлия с коэффициентом поглощения излучения от GaP равным $\approx 7 \cdot 10^4$ см⁻¹ [8].

В предположении гауссовского распределения потерь энергии электронов по толщине кристалла ($\partial E_e / \partial Z$), приведенного в [7], относительное уменьшение её величины после активного слоя оценивается выражением

$$\Delta E_{e|a} / E_e \approx 0,4 - 0,6 \cdot \text{erf}(0,7 - 1,6 \Delta_a / Z_{e|GaAs}). \quad (3)$$

Для рассматриваемых электронов и выбранного значения Δ_a получаем $\Delta E_{e|a} \approx 80$ кэВ. Максимальную эффективность преобразования потерянной энергии в излучение прямозонного полупроводника можно пред-

ставить в виде

$$G_\gamma \approx \frac{\varepsilon_g \cdot [5/4 - \ln(Z_s)/6]}{(2,8\varepsilon_g + \varepsilon'_r)(1 + A_s \cdot n_c \cdot \varepsilon_g^{-7/3})}, \quad (4)$$

где ε_g - ширина запрещенной зоны [эВ], n_c - концентрация свободных носителей заряда [см⁻³], A_s - эмпирическая постоянная, Z_s - средний атомный номер вещества, а $0,5 \leq \varepsilon'_r \leq 1,0$ эВ в зависимости от числа генерируемых фононов, приходящихся на элементарный акт ионизации. Данное выражение получено с использованием коэффициента Андерсона для потерь энергии при обратном рассеянии быстрых электронов [7] и полуэмпирической формулы для энергии ε_{ep} генерации электронно-дырочной пары [13] с учетом вклада её безызлучательной рекомбинации через Оже-электроны [16]. Используя для арсенида галлия значения $Z_s = 32$, $\varepsilon_{g|GaAs} \approx 1,43$ эВ и $\varepsilon_{ep|GaAs} \approx 4,7$ эВ, находим $G_{\gamma|GaAs} \approx 0,14$ и соответствующую оценку $N_{\gamma|a} \approx 8 \cdot 10^3$ числа фотонов с энергией близкой к $\varepsilon_{g|GaAs}$, генерируемых быстрым электроном ($E_e = 327$ кэВ) в активном слое. Относительный выход этого излучения в сторону пассивного слоя приёмной пластины оценивается величиной [7]

$$f_a \approx \frac{(1 - R_2)[1 - \exp(-\chi_a \Delta_a)][1 + R_1 \exp(-\chi_a \Delta_a)]}{2\chi_a \Delta_a [1 - R_1 R_2 \exp(-2\chi_a \Delta_a)]}, \quad (5)$$

где R_1 и R_2 - коэффициенты отражения генерируемых фотонов от поверхностей со стороны падающего пучка и пассивного слоя соответственно, χ_a - коэффициент нерезонансного поглощения. Полагая $R_2 \ll 1$, $R_1 \approx 1$ и используя для $GaAs$ значения $\chi_a = 10 \div 100$ см⁻¹, получаем $f_a \approx 0,96 \div 0,70$. С учетом близких показателей преломления арсенида галлия и сердцевины волокон пассивного слоя, эффективность захвата полезного излучения для транспортировки к торцу приёмной пластины равна

$$\eta_c \approx S_r \left(1 - \frac{n_o}{n_{|GaP}}\right), \quad (6)$$

где S_r - отношение площади торца сердцевины волокна к его сечению, а $n_o \approx 1,4 \div 1,6$ - показатель преломления оболочки. Для предотвращения оптической связи между соседними каналами, ухудшающей пространственное разрешение, на оболочку наносится тонкий поглощающий слой, например, силиконовой резины. При современных возможностях технологии можно рассчитывать на изготовление фосфид галлиевых каналов, создающих шаг структуры пассивного слоя $O_b \approx 15 \div 20$ мкм при толщине двойной оболочки $2 \div 3$ мкм. В конечном итоге для

дальнейшей транспортировки приёмная пластина формирует оптическое изображение из $N_{\gamma|1} \approx (1 \div 3) \cdot 10^3$ фотонов с длиной волны λ_{GaAs} на один падающий электрон.

Конвертор и его ресурс при фоновом гамма-нейтронном облучении

При облучении полупроводника высокоэнергетическими заряженными частицами, нейтронами или γ -квантами возможны соударения, при которых атом отдача получает энергию, достаточную для выхода из узла кристаллической решетки. При этом возникают различные радиационные дефекты структуры, влияющие на электрические и оптические свойства полупроводника [8, 11, 17-21]. Например, для быстрых электронов с энергией, не превышающей несколько МэВ, характерны простые точечные дефекты, удельная интенсивность образования которых имеет

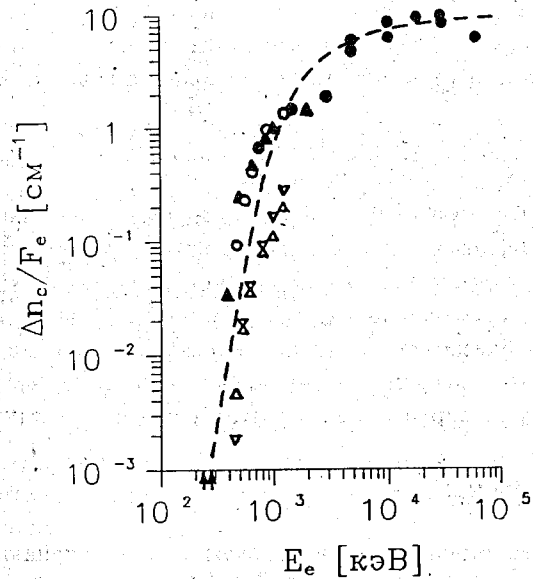


Рис.2. Зависимость коэффициента захвата носителей заряда $\Delta n_c/F_e$ дефектами в арсениде галлия от энергии электронов E_e (из обзора Д.Ланга в [18]). Стрелками отмечены пороговые энергии дефектообразования

ярко выраженный пороговый характер в присутствии слабого подпорогового фона. В качестве примера этого, по данным различных экспериментов, на рис.2 приведена зависимость коэффициента захвата носителей заряда $\alpha_{de}[\text{см}^{-1}] \equiv \Delta n_c/F_e$ (F_e - флюенс падающих электронов) дефектами в арсениде галлия от энергии электронов. При этом пороговая энергия дефектообразования в $GaAs$ при температуре $T \approx 300 \text{ K}$ со-

ставляет $E_{ed|GaAs} \approx 230 \div 280 \text{ кэВ}$ в зависимости от ориентации кристаллических образцов. Аналогичная величина для фосфида галлия оценивается как $E_{ed|GaP} \approx 130 \div 240 \text{ кэВ}$. Таким образом, регистрируемые электроны попадают в активный и пассивный слои приёмной пластины детектора с энергией, превышающей соответствующий порог дефектообразования. В связи с тем, что температура отжига дефектов в $GaAs$ и GaP значительно выше комнатной [18], их накопление при длительном облучении электронами, γ -квантами и нейтронами может существенно влиять на рассмотренные выше характеристики слоёв. В частности, в соответствии с приведенными в [8, 19] результатами для бомбардирующих электронов с энергией несколько мегаэлектронвольт, заметное радиационное искажение спектров поглощения и излучения арсенида галлия в представляющей интерес области длин волн наблюдается уже при флюенсах $F_e \approx 10^{15} \div 10^{17} \text{ см}^{-2}$ в зависимости от концентрации свободных носителей тока и мощности излучения.

Изменение оптических и электрических свойств полупроводниковых соединений под действием радиации весьма многогранно и обычно описывается в рамках феноменологических моделей. Например, при малой роли комплексов радиационный дефект - атом примеси и пренебрежении длиной диффузии неравновесных зарядов по сравнению с пробегом бомбардирующих частиц, функциональные особенности уменьшения интенсивности излучения $J(F_r)$ арсенида галлия можно представить в виде

$$J(F_r) = J(F_r = 0)(1 + B_{dr} \cdot F_r \cdot n_c^{-m})^{-1}, \quad (7)$$

где $F_r[\text{см}^2]$ - флюенс электронов, γ -квантов или нейтронов соответственно ($r = e; \gamma, n$); $m = 1$ для γ -квантов и электронов с энергией меньше или порядка нескольких МэВ; $m = 0,5$ для быстрых реакторных нейтронов и характеризует рекомбинацию носителей тока в основном на областях скопления дефектов (областях разупорядочения); B_{dr} определяется типом и энергией частиц радиации, скоростью введения дефектов (мощностью дозы) и практически не зависит от типа (n - или p -) и степени легирования $GaAs$ (см., например, [19, 21] и обзор Д.Ланга в [18]). Представляющие интерес электрические свойства полупроводника характеризуются его удельным сопротивлением $\rho_e = (e \cdot n_c \cdot u_c)^{-1}$, где u_c - подвижность носителей тока (электронов или дырок). В свою очередь радиационное уменьшение концентрации, подвижности и времени жизни носителей тока определяется коэффициентом образования дефектов ($\Delta n_d/F_r$, n_d - концентрация дефектов), являющихся преимущественно центрами безызлучательной рекомбина-

ции. В конечном итоге данный параметр определяет значение B_{dr} и изменение величины ρ_e .

При анализе радиационного воздействия на полупроводник и сравнении экспериментальных результатов между собой необходимо учитывать влияние мощности дозы бомбардирующих частиц. В частности, из приведенных в обзоре Д.Ланга результатов (см.[18]) следует, что для электронов с энергией 1 МэВ относительные изменения плотности их потока и концентрации радиационных дефектов в арсениде галлия согласуются между собой по порядку величины при том же флюенсе F_e . С учетом этого и слабого изменения коэффициента дефектообразования в диапазоне энергий электронов превышающих несколько МэВ, для оценок B_{de} можно воспользоваться результатами работы [22] по изменению интенсивности краевой катодолуминесценции в условиях малых интегральных потоков F_e , когда $n_c(F_e) \approx n_c(F_e = 0)$. Полученная при этом величина составляет $B_{de}(E_e = 2,5 \text{ МэВ}) \approx 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ и с учетом приведенной на рис.2 зависимости согласуется с полученными в [21] результатами для $E_e = 7 \text{ МэВ}$, а для регистрируемых электронов оценивается как $B_{de}(E_e = 327 \text{ кэВ}) \approx 50 \text{ см}^{-1}$. Действие γ -излучения с энергией квантов $\sim \text{МэВ}$ на $GaAs$ и GaP практически полностью сводится к созданию комптон-электронов (вклад остальных каналов меньше процента) с последующим внутренним облучением полупроводника. Из анализа результатов, приведенных в обзоре [19], соответствующее значение $B_{d\gamma}(E_\gamma = 1,25 \text{ МэВ})$ для арсенида галлия оценивается как $\approx 30 \div 40 \text{ см}^{-1}$. Для быстрых реакторных нейтронов с энергией E_n меньше или порядка нескольких МэВ и максимальной интенсивностью при $E_n \approx 1 \text{ МэВ}$, сечение смещения атома практически постоянно, а $B_{dn} \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{1/2}$. Учитывая тот факт, что эффективность дефектообразования пропорциональна неионизационным потерям налетающих частиц в широком диапазоне их энергий, а для нерелятивистских нейтронов пологий максимум этих потерь приходится на интервал $E_n \approx 1 \div 10 \text{ МэВ}$ (см., например, [21,23,24]), данное значение B_{dn} можно использовать для оценок во всем энергетическом спектре нейтронной компоненты анализируемой фоновой радиации. Таким образом, в соответствии с выражением (7) заметное изменение излучающих свойств активного слоя ($B_{dr} \cdot F_{r|max} \cdot n_c^{-m} \approx 0,2$) следует ожидать при флюенсах γ -квантов $F_{\gamma|max} \approx 6 \cdot 10^{-3} n_c [\text{см}^{-2}]$ ($D_{\gamma|max} \approx 3 \cdot 10^{-12} n_c [\text{рад}(Si)]$), фоновых нейтронов $F_{n|max} \approx 4 \cdot 10^3 \sqrt{n_c} [\text{см}^{-2}]$ и регистрируемых электронов $F_{e|max}(E_e = 327 \text{ кэВ}) \approx 4 \cdot 10^{-3} n_c [\text{см}^{-2}]$. Следовательно, для рассматриваемых потоков этих частиц доминирующим является радиационное

воздействие быстрыми нейтронами. В частности, при использовании арсенида галлия с концентрацией носителей тока $n_c \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ получаем значения $F_{\gamma|max} \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} (\approx 2 \cdot 10^8 \text{ рад}(Si))$, $F_{n|max} \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и $F_{e|max}(E_e = 327 \text{ кэВ}) \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Учитывая зависимость подвижности этих носителей от концентрации легирующих примесей в $GaAs$ (см., например, [22]), данное значение n_c соответствует удельному сопротивлению активного слоя $\rho_{e|a} < 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ($T \approx 300 \text{ K}$). Основываясь на представленных в обзоре [20] результатах, можно полагать, что для такого полупроводника дальнейшее радиационное увеличение $\rho_{e|a}$ до допустимой величины наступит при флюенсах, на несколько порядков превышающих полученные выше значения. При таких $F_{r|max}(r = e, \gamma, n)$ можно также пренебречь изменением коэффициента нерезонансного поглощения χ_a в выражении (5) [19].

В соответствии с функциональной ролью пассивного слоя приёмной пластины наибольший интерес представляет радиационное увеличение коэффициента поглощения легированного фосфида галлия в области длин волн $\lambda_{|GaAs}$ и уменьшение его проводимости (ρ_{ep}^{-1}). Основываясь на результатах работ [19,20,23-25], а также учитывая аналогичную приведенной на рис.2 пороговую зависимость дефектообразования в GaP от энергии электронов [18], можно полагать, что при $n_c(GaP) \geq 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и полученных значениях $F_{r|max}(r = e, \gamma, n)$, указанными изменениями можно пренебречь.

Таким образом, проведенные выше анализ и расчеты показывают, что в условиях рассмотренных потоков регистрируемых электронов и фоновой гамма-нейтронной радиации можно рассчитывать на ресурс непрерывной работы предложенной приёмной пластины детектора $\approx 8 \cdot 10^3$ часов.

Усилитель и приёмник оптического изображения.

Фактор радиации

Сформированное на приёмной пластине оптическое изображение пространственного распределения импульсного потока регистрируемых электронов по кварцевому оптоволоконному жгуту 2 передаётся усилителю изображения 3 (см. рис.1), включаемому в нужный момент и на требуемый промежуток времени. Подобное управление детектором можно реализовать, например, подачей деблокирующего импульса напряжения на электрод, создающий запирающее для фотокатода электрическое поле. Световой поток от жгута поступает на фотокатод через кварцевую оптоволоконную шайбу усилителя изображения, состоящую

из аналогичных жгуту оптических волокон. В связи с тем, что радиационный фон уменьшается примерно обратно пропорционально расстоянию до ускорителя, допустимая длина детектора между приёмной пластиной и усилителем зависит от радиационной стойкости последнего. При этом необходимо также учитывать радиoluminesценцию оптоволоконного жгута и ухудшение его прозрачности в фоновом гамма-нейтронном излучении. Это же относится и к участку детектора 4 между усилителем изображения и его приёмником - ПЗС-матрицей 5. Для усиления оптического изображения в ближней ИК-области спектра с длинами волн λ_{GaAs} представляется оптимальным использование устройств с серебряно-кислородно-цезиевым фотокатодом, либо с на порядок более чувствительным ступенчатым фотокатодом с отрицательным электронным средством на основе подложек из полупроводниковых материалов A_3B_5 (например, $GaP/(In, Ga)P/(In, Ga, As, P)/(In, Ga)As : Cs - O$) [26]. Последний обладает весьма низкой чувствительностью в спектральном диапазоне люминесценции кварцевых и силикатных стекол ($\lambda_l \leq 650$ нм [27-29]) и максимальной эффективностью регистрации полезного излучения. В литературе отсутствуют данные о влиянии гамма-нейтронной радиации на спектральную чувствительность рассматриваемых фотокатодов в диапазоне длин волн регистрируемого излучения. Приведенные в работах [30,31] результаты по радиационной стойкости фотоэлектронных умножителей указывают на существенную зависимость этой характеристики от типа ФЭУ. При этом на фоне люминесценции и ухудшения прозрачности входного окна зачастую трудно получить представление об эффектах, связанных только с изменением свойств фотокатода в нужном спектральном диапазоне. Например, наряду с достаточно высокой устойчивостью характеристик трёхщелочных фотокатодов к γ -излучению ^{60}Co ($\approx 10^7$ рад(Si)[31]) и высокоэнергетическим протонам ($F_p \approx 10^{13}$ см $^{-2}$ при $E_p \approx 140$ МэВ [32]) в диапазоне длин волн $\lambda \approx 350 \div 600$ нм, отмечается повышенная радиационная деградация этого типа фотокатодов в ближней ИК-области $\lambda \geq 650$ нм уже при флюенсах протонов $F_p(E_p \approx 140$ МэВ) $\approx 10^{12}$ см $^{-2}$ [32]. Таким образом, несмотря на достаточно высокую стойкость микроканальных пластин к воздействию гамма-излучения с энергией $E_\gamma \approx 1$ МэВ ($\approx 10^6$ рад(Si) [33]), без дополнительных экспериментальных результатов по нейтронам трудно оценить ресурс усилителя изображения на основе МКП и представляющих интерес фотокатодов в рассматриваемых потоках гамма-нейтронной радиации. В связи с этим, необходимо ориентироваться на максимальную длину жгута 2, которая опре-

деляется допустимым уровнем его радиoluminesценции по сравнению с поступающим на фотокатод полезным световым потоком от приёмной пластины детектора. На целесообразность такого подхода указывает также достаточно низкая (по сравнению с другими элементами детектора) радиационная стойкость ПЗС-матрицы и необходимость уменьшения длины оптоволоконного жгута 4, создающего для неё фоновую радиационную подсветку при выключенном усилителе изображения.

Радиационная стойкость приборов с зарядовой связью (ПЗС) определяется в основном изменением коэффициента переноса заряда (η_{tr}) между ячейками (пикселями). Для оценок можно полагать, что при фиксированной температуре величина уменьшения η_{tr} пропорциональна флюенсу частиц радиации и зависит от их типа, энергии и плотности потока (f_r), а также от интенсивности (f_{di}) накопления информации в ячейках [34,35]. При этом коэффициент пропорциональности уменьшается с ростом f_{di} и уменьшением температуры. Всё это указывает на сложность проведения оценок ресурса ПЗС-матрицы при переносе известных экспериментальных результатов на анализируемый случай. Полученное таким образом значение может рассматриваться только как ориентир периодичности контроля её характеристик во времени. В качестве примера отметим, что для ПЗС-структур на основе кремния изменение величины η_{tr} на уровне $8 \cdot 10^{-5}$ проявляется уже при дозах γ -излучения ($E_\gamma \approx 1,25$ МэВ) $\approx 5 \cdot 10^3$ рад(Si) [36]. Учитывая отмеченную выше линейную связь степени деградации полупроводниковых структур с неионизационными потерями частиц и основываясь на результатах работ [24,35]; можно ожидать, что влияние нейтронной компоненты радиации на кремниевую ПЗС-матрицу, охлаждаемую до $-130^\circ C$, проявится на уровне $\Delta\eta_{tr} = 5 \cdot 10^{-5}$ при флюенсах $F_n \approx (3 \div 6) \cdot 10^9$ см $^{-2}$. В связи с этим в реальных экспериментальных условиях необходимо предусмотреть тщательную защиту этого элемента детектора от нейтронной радиации, а также возможность оперативного доступа к нему и замены в случае необходимости. Для этого конечную часть детектора с ПЗС-матрицей и периферийной электроникой можно разместить, например, в подвальном помещении под ускорителем. При этом геометрический фактор и железобетонное перекрытие оптимального состава и характерной толщины значительно (на $3 \div 4$ порядка для низкоэнергетической с $E_n < 20$ МэВ и на $1 \div 2$ порядка для сверхбыстрой компонент) ослабляют нейтронный поток (см., например, [37,38]). При некоторой дополнительной защите от сверхбыстрых нейтронов можно рассчитывать на ресурс данного элемента детектора во времени сра-

внимый с полученным для приёмной пластины. Требования к защите могут быть существенно ослаблены при использовании более радиационно стойкой ПЗС-матрицы на основе арсенида галлия.

Транспортировка излучения и радиолуминесценция оптоволоконного жгута

Основные потери транспортируемого по жгуту потока фотонов происходят на участках стыковки элементов детектора. В частности, для плоских торцов и одинаковых диаметров сердцевин волокон пассивного слоя приёмной пластины и оптоволоконного жгута, коэффициент захвата фотонов для транспортировки к фотокатоду усилителя можно оценить с помощью выражения

$$\eta_{13} \approx \alpha_{ci} \cdot \frac{1 - \sqrt{1 - (A_2/n_2)^2}}{1 - \sqrt{1 - (A_p/n_{GaP})^2}} \cdot \left[1 - 2 \left(\frac{n_{GaP} - n_2}{n_{GaP} + n_2} \right)^2 \right], \quad (8)$$

где $A_p = \sqrt{n_{GaP}^2 - n_2^2}$, n_2 - показатель преломления сердцевин волокон жгута и оптоволоконной шайбы усилителя, а A_2 - их числовая апертура. Коэффициент α_{ci} учитывает потери из-за несовершенства стыковки волокон на переходах приёмная пластина - жгут - оптоволоконная шайба. При $\alpha_{ci} \approx 0,5$ и использовании кварцевых волокон с $n_2 = 1,45$ и $A_2 = 0,3$ для фотонов с длиной волны λ_{GaAs} получаем $\eta_{13} \approx 0,02$. Следует отметить, что значительное увеличение интенсивности захваченного излучения может быть достигнуто при создании микролинз различной формы (см., например, [39]) на торцах волокон пассивного слоя или жгута, например, методом фотолитографии [40] или оплавления торца волокон [41] в процессе их изготовления. Дальнейшее ослабление захваченного потока фотонов в волокне характеризуется коэффициентом $\alpha_{fr}(\lambda)$ [дБ/км]. В конечном итоге при длине транспортировки изображения L_{f2} [км] до фотокатода усилителя дойдёт часть излучения торца приёмной пластины, определяемая величиной

$$\eta_{13|_r} \approx \eta_{13} \cdot \exp(-0,23 \cdot \alpha_{fr} \cdot L_{f2}). \quad (9)$$

Для оценок радиолуминесценции оптоволоконного жгута будем полагать, что интенсивность излучения его элемента между поперечными сечениями X и $X + dX$ пропорциональна мощности поглощенной дозы проникающей радиации [28,42]. В этом случае спектральная яркость выделенного слоя в направлении нормали к его торцевой поверхности равна $L_{v\lambda}(X) = \beta_{v\lambda} \cdot d_r(X) \cdot dX$, где $\beta_{v\lambda}$ - спектральный показатель яркости материала. Для простоты оценок предположим, что

жгут вытянут в радиальном X -направлении от камеры ускорителя, а $d_r(X) = d_r(R) \cdot R/(R+X)$, где $d_r(R)$ - мощность дозы на торце жгута со стороны приёмной пластины, R - расстояние от этого торца до камеры ускорителя. Учитывая телесный угол захвата фотонов люминесценции в волокно $\Delta\Omega_f = 2\pi[1 - \sqrt{1 - (A_2/n_2)^2}]$ и ослабление их интенсивности при транспортировке, нетрудно получить следующее выражение для спектрального светового потока с площадки dS торца жгута в направлении нормали к его поверхности со стороны усилителя изображения:

$$d\Phi_{v\lambda} = 2\pi R \cdot d_r(R) \cdot \beta_{v\lambda} \cdot f_v(\lambda) \cdot dS, \quad (10)$$

где $f_v(\lambda) = [1 - \sqrt{1 - (A_2/n_2)^2}]_{|\lambda} \cdot \exp[-0,23\alpha_{fr}(\lambda) \cdot (L_{f2} + R)] \cdot [Ei(0,23 \cdot \alpha_{fr}(\lambda) \cdot (L_{f2} + R)) - Ei(0,23\alpha_{fr}(\lambda) \cdot R)]$, $Ei(Y)$ - интегральная показательная функция аргумента Y . При необходимости переход к энергетическим единицам осуществляется с помощью известного соотношения $d\Phi_{v\lambda}$ [лм] = 683 · $K(\lambda)$ · $dP_{v\lambda}$ [Вт], где $K(\lambda)$ - относительная световая эффективность излучения с длиной волны λ (см., например, [43]). В связи с тем, что в литературе отсутствуют данные по $\beta_{v\lambda}$, воспользуемся усреднённым по спектру радиолуминесценции удельным показателем яркости β_v . В частности, в работе [42] при гамма-нейтронном облучении кварцевых образцов в реакторе получено значение $\beta_v = (1,5 \div 4,5) \cdot 10^{-7}$ сб·с/рад·см. Тогда для оценки фоновой освещённости фотокатода в диапазоне длин волн люминесценции жгута $\lambda_{l1} \div \lambda_{l2}$ применимо выражение

$$E_{vb} \text{ [лм/см}^2] = 2\pi R \cdot d_r(R) \cdot \beta_v \cdot f_v(\bar{\lambda}_l), \quad (11)$$

где $\bar{\lambda}_l \in [\lambda_{l1}, \lambda_{l2}]$. Поскольку коэффициент ослабления α_{fr} значительно возрастает с увеличением интенсивности и дозы облучения (независимо от типа проникающей радиации), его исходное значение при $\lambda = \bar{\lambda}_l$ определяет верхнюю оценку величины E_{vb} . Для оценки мощности дозы нейтронной компоненты радиации (d_r , $r = n$) по потоку воспользуемся соответствующей функцией перехода $C_n(E_n)$ [рад(Si) · см²/нейтр.] $\approx 5 \cdot 10^{-9} + 1,5 \cdot 10^{-10} \cdot E_n$ [МэВ] при $E_n = 1 \div 10^3$ МэВ [44]. Полагая $\alpha_{fr}(\bar{\lambda}_l)_{|min} \approx 10^2$ дБ/км, $C_n \approx 10^{-8}$ рад · см²/нейтр., $R = 30$ см, $L_{f2} = 300$ см, получаем $d_n(R) \approx 10^{-2}$ рад/с ($d_n \gg d_\gamma$) и $E_{vb|max} \approx 3 \cdot 10^{-8}$ лм/см². При $\bar{\lambda}_l \approx 450$ нм это соответствует максимальной плотности потока фоновых фотонов на фотокатод усилителя $f_{\lambda_{l2}|max} \approx 10^9$ см⁻²с⁻¹. Для нижней оценки потока фотонов от приёмной пластины в выражении (9) необходимо использовать максимальное значение $\alpha_{fr}(\lambda_{GaAs})$ во время облучения. Из-за постоянных восстано-

вительных процессов в волокне увеличение этого коэффициента с ростом поглощенной дозы происходит, как правило, нелинейно, а значение $\alpha_{fr}(\lambda_{GaAs})_{max}$ является функцией мощности радиации [10,45]. Поэтому среди представляющих интерес кварцевых волокон с полимерной оболочкой минимальной толщины, для изготовления жгута необходимо использовать технологические образцы, обладающие достаточно малой исходной величиной $\alpha_{fr}(\lambda_{GaAs})$ и в максимальной степени проявляющие свои восстановительные свойства при непрерывном облучении с постоянной мощностью дозы. Приведенные в литературе подобные зависимости получены при мощностях дозы на несколько порядков превышающих величину d_n . В связи с этим для анализируемого случая можно рассчитывать на значительно больший эффект восстановления таких волокон и с большим запасом использовать приведенные при рабочей дозе значения $\alpha_{fr}(\lambda_{GaAs})_{max}$. Максимальная по длине жгута величина этой дозы $\approx 3 \cdot 10^5$ рад(Si) определяется полученным значением допустимого флюенса нейтронов $F_{n|max}$ на приёмной пластине. Приведенные в работе [45] результаты показывают, что отмеченный тип волокон обладает хорошими характеристиками при больших дозах непрерывного облучения и проявляет признаки радиационной закалки (прекращение роста α_{fr}) уже при дозах $10^3 \div 10^4$ рад(Si). При этом можно рассчитывать на коэффициент $\alpha_{fr}(\lambda_{GaAs})_{max}$, не превышающий величину 10^2 дБ/км и, следовательно, пренебречь потерями информационных фотонов в оптоволоконном жгуте 2. С учетом (9) средняя во времени и максимальная в течение импульса плотности потока этих фотонов на фотокатоде усилителя (для приведенных выше интенсивностей регистрируемых электронов) оцениваются как $\bar{f}_{in} \approx 4 \cdot 10^9$ см⁻²с⁻¹ и $f_{in|max} \approx 4 \cdot 10^{12}$ см⁻²с⁻¹ соответственно. Таким образом, с учетом спектральной чувствительности рассмотренных фотокатодов оптическое изображение пространственного распределения импульсного потока регистрируемых электронов надежно выделяется на фоне радиолюминесценции оптоволоконного жгута 2. После усиления в K_a раз и транспортировки по жгуту 4 оно регистрируется ПЗС-матрицей. При этом оптимальное согласование по длине волны фотонов достигается подбором люминофора усилителя с временем высвечивания меньше или порядка длительности измерений (T_m). Изменение K_a в широких пределах (с учетом необходимого разрешения) можно обеспечить выбором числа каскадов усиления, количеством и типом используемых МКП, а также вариацией потенциала на их поверхностях и люминофоре. Величина T_m определяется интенсивностью накопления зарядов в ячей-

ках ПЗС-матрицы до уровня их насыщения $((2 \div 5) \cdot 10^5$ ед/яч [46,47]) на участках максимумов регистрируемого оптического изображения. С учетом этого при пренебрежимом ослаблении излучения в оптоволоконном жгуте 4, телесном угле захвата фотонов $\Delta\Omega_f$ и квантовой эффективности их регистрации ξ_λ получаем следующее соотношение между значениями K_a и T_m :

$$f_{in|max} \cdot K_a \cdot (\Delta\Omega_f/2\pi) \cdot \eta_{34} \cdot T_m \cdot \Delta S_p \cdot \xi_\lambda \approx 2 \cdot 10^5, \quad (12)$$

где η_{34} - относительные потери излучения на границе люминофор - оптоволоконный жгут, ΔS_p - фоточувствительная площадь ячейки ПЗС-матрицы. Для приведенных выше величин $\Delta\Omega_f$ и $f_{in|max}$, а также $\eta_{34} \approx 0,8$, $\Delta S_p \approx 25 \times 25$ мкм², $\xi_\lambda \approx 0,4$ это соответствует $K_a \cdot T_m \approx 1$.

Характеристики детектора

Таким образом, при коэффициенте усиления потока фотонов в усилителе изображения $K_a \approx 10^5$ рельеф накопленного в ячейках ПЗС-матрицы заряда даёт информацию о пространственном распределении потока регистрируемых детектором электронов за время $T_m \approx 10^{-5}$ с. Малая длительность измерений и триггерный режим включения усилителя позволяют избежать отмеченных, например, в работе [48] эффектов его насыщения и старения при отмеченных выше плотностях потока регистрируемых фотонов (\bar{f}_{in} , $f_{in|max}$). Искажением пространственного распределения заряда в ячейках, возникающим, в основном, из-за термогенерации и диффузии электронно-дырочных пар за характерное время считывания информации, можно пренебречь при охлаждении ПЗС-матрицы до температуры $\leq -40^\circ\text{C}$. При этом вклад люминесценции жгута 4 под действием ослабленной гамма-нейтронной радиации остаётся на несколько порядков меньше. Для снятия фоновых зарядов, накопленных в ячейках в отсутствие триггерных сигналов, могут быть использованы, например, так называемые антиблуминг-электроды [48]. Полагая, что на переходных участках детектора пространственное разрешение (d) ухудшается на шаг структуры или разрешение добавляемого элемента. в приведенной на рис.1 схеме можно рассчитывать на результирующую величину $d \approx 150$ мкм. При объединении усилителя изображения и охлаждаемой ПЗС-матрицы в единый элемент (за счет некоторого удлинения жгута 2 в зоне ослабленной радиации) можно улучшить пространственное разрешение детектора до ≈ 100 мкм. Данный вариант позволяет также обойтись без люминофора и использовать более эффективную реакцию приборов с зарядовой связью уменьшен-

ной толщины на прямую бомбардировку электронами с энергией несколько килоэлектронвольт [49]. В рассмотренных радиационных условиях на каждом участке детектора его ресурс оценивается в $\approx 8 \cdot 10^3$ часов непрерывной работы.

Литература

1. Artiomov A.S., Vaganov N.G. et al. - IEEE Part. Accel. Conf., 6-9 May, 1991, San Francisco, California, V.3, P.1573-1575.
2. Айнбунд М.Р., Поленов Б.В. Вторично-электронные умножители открытого типа и их применение. - Москва: Энергоиздат, 1981. - 140 с.
3. Stearns D.G., Wiedwald J.D. - Rev. Sci. Instr., 1989, V.60, No.6, P.1095.
4. Новик В.К., Гаврилова Н.Д., Фельдман Н.Б. Пироэлектрические преобразователи. - Москва: Сов. радио, 1979. - 176 с.
5. Акимов Ю.К. - Приборы и техника эксперимента, 1994, N.6, С.6.
6. Громов В.В. Электрический заряд в облученных материалах. - Москва: Энергоиздат, 1982. - 112 с.
7. Уласюк В.Н. Квантоскопы. - Москва: Радио и связь, 1988. - 256 с.
8. Гавриленко В.И., Грехов А.М., Корбутяк Д.В., Литовченко В.Г. Оптические свойства полупроводников (справочник). - Киев: Наукова думка, 1987. - 607 с.
9. Баранский П.И., Ключков В.П., Потыкевич И.В. Полупроводниковая электроника: свойства материалов (справочник). - Киев: Наукова думка, 1975. - 704 с.
10. Радиационная стойкость в оптоэлектронике (под ред. В.Г. Средина). - Москва: Воениздат, 1987. - 166 с.
11. Агаханян Т.М., Аствацатурьян Е.Р., Скоробогатов П.К. Радиационные эффекты в интегральных микросхемах. - Москва: Энергоатомиздат, 1989. - 256 с.
12. Хилсум К., Роуз-Инс А. Полупроводники типа A_3B_5 (пер. с англ.). - Москва: Из-во иностр. лит., 1963. - 323 с.
13. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках (пер. с англ. под ред. Ж.И.Алферова и В.С.Вавилова). - Москва: Мир, 1973. - 456 с.
14. Friebele E.J., Asking C.G., Gingeich M.F., Long K.J. - Nucl. Instr. and Meth. B., 1984, V.1, Nos.2/3, P.355.
15. Богданкевич О.В., Дарзбек С.А., Елисеев П.Г. Полупроводниковые лазеры. - Москва: Наука, 1976. - 416 с.
16. Landsberg P.T., Adams M.J. - Journal of Luminescence, 1973, V.7, P.3.
17. Коноплева Р.Ф., Литвинов В.Л., Ухин Н.А. Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий. - Москва: Атомиздат, 1971. - 176 с.
18. Точечные дефекты в твердых телах (Сборник статей. Пер. с англ. под ред. Б.И.Болтакса, Т.В.Машовца и А.Н.Орлова). - Москва: Мир, 1979. - 379 с.
19. Уваров Е.Ф., Храмцов А.П. Оптические и люминесцентные свойства облученных широкозонных полупроводников A_3B_5 . - Обзоры по электронной технике. Сер.2: Полупроводниковые приборы, Вып.11(666), Москва: ЦНИИ "Электроника", 1979. - 67 с.
20. Уваров Е.Ф. Электрофизические свойства полупроводниковых соединений A_3B_5 , облученных быстрыми электронами и нейтронами. - Обзоры по электронной технике. Сер.2: Полупроводниковые приборы, Вып.9(657), Москва: ЦНИИ "Электроника", 1979. - 68 с.
21. Khanna S.M., Hoydayer A. et al. - IEEE Trans. on Nucl. Science, 1996, V.43, No.6, P.2601.
22. Вильковский В.А., Доманевский Д.С., Ломако В.М., Ткачев В.Д. - Физика и техника полупроводников, 1973, Т.7, Вып.2, С.350.
23. Luera T.F., Kelly J.G. et al. - IEEE Trans. on Nucl. Science, 1987, V.34, No.6, P.1557.
24. Dale C.J., Marshal P.W. et al. - IEEE Trans. on Nucl. Science, 1988, V.35, No.6, P.1208.
25. Брудный В.Н., Новиков В.А. - Физика и техника полупроводников, 1985, Т.19, Вып.4, С.747.
26. Фишер Д., Мартинелли Р. - В сб.: Достижения в технике передачи и воспроизведения изображений. Т.1 (пер. с англ. под ред. Б.Кейзана). - Москва: Мир, 1978. - С.87.
27. Бюргановская Г.В., Варгин В.В., Лео Н.А., Орлов Н.Ф. Действие излучений на неорганические стекла. - Москва: Атомиздат, 1968. - 242 с.
28. Акишин А.И., Бессонова Т.С., Васильев С.С. - Журнал прикладной спектроскопии, 1971, Т.15, Вып.3, С.471.

29. Viehmann W., Eubanks A.G., Pieper G.F., Bredekamp J.H. - Applied Optics, 1975, V.14, No.9, P.2104.
30. Ветохин С.С., Гулаков И.Р., Перцев А.Н., Резников И.В. Одноэлектронные фотоприёмники. - Москва: Атомиздат, 1979.- 192 с.
31. Белянченко С.А., Бритвич Г.И. и др. - Препринт ИФВЭ 96-90.- Протвино, 1996.- 4 с.
32. Johnson S.M.(Jr) - IEEE Trans. on Nucl. Science, 1973, V.NS-20, No.1, P.113.
33. Timothy J.G., Bybee R.L. - Rev. Sci. Instrum., 1979, V.50, No.6, P.743.
34. Johnston A.H., Roeske S.B. - IEEE Trans. on Nucl. Science, 1986, V.NS-33, No.6, P.1487.
35. Holmes-Siedle A., Holland A., Watts S. - IEEE Trans. on Nucl. Science, 1996, V.43, No.6, P.2998.
36. Janesick J., Elliott T., Pool F. - IEEE Trans. on Nucl. Science, 1989, V.NS-36, No.1, P.572.
37. Бетон в защите ядерных установок (Д.Л.Бродер, Л.Н.Зайцев, М.М.Комочков, Б.С.Сычев, В.В.Мальков).- Москва: Атомиздат, 1973.- 320 с.
38. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений (справочник).- Москва: Энергоатомиздат, 1995.- 496 с.
39. Ватугин В.М., Вагин А.И. - Приборы и техника эксперимента, 1989, N.1, С.7.
40. Cohen L.G., Schneider M.V. - Applied Optics, 1974, V.13, No.1, P.89.
41. Кучикян Л.М. Световоды.- Москва: Энергия, 1973.- 176 с.
42. Васильев Г.Я., Усатый А.Ф., Лазуркин Ю.С., Марков А.А. - Доклады АН СССР, 1959, Т.125, N.6, С.1219.
43. Матвеев А.Н. Оптика.- Москва: Высшая школа, 1985.- 351 с.
44. Хаффнер Дж. Ядерное излучение и защита в космосе (пер. с англ.).- Москва: Атомиздат, 1971.- 316 с.
45. Sigel G.H.(Jr). - Proc. IEEE, 1980, V.68, No.10, P.1236.
46. Барб Д.Ф., Кэмпана С. - В сб.: Достижения в технике передачи и воспроизведения изображений. Т.3 (пер. с англ. под ред. Б.Кейзана).- Москва: Мир, 1980.- С.180.
47. Эклз М., Сим Э., Триттон К. Детекторы слабого излучения в астрономии (пер. с англ.).- Москва: Мир, 1986.- 200 с.

48. Ansorge R.F., Aurouet C. et al. - Nucl. Instr. and Meth. A., 1988, V.265, Nos.1/2, P.33.
49. Stearns D.G., Wiedwald J.D. - Rev. Sci. Instrum., 1989, V.60, No.6, P.1095.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 августа 1997 года.