

Влияние квантового характера регистрации излучения малой интенсивности на погрешность измерения расстояний в импульсной лазерной локации

Е.В.Бурый, Ю.Л.Смирнова

Исследована зависимость дисперсий оценок временного положения регистрируемых импульсов излучения малой интенсивности от их длительности и параметров регистрации. В результате имитационного моделирования показано, что в одном цикле локации можно реализовать погрешность измерения расстояния до объекта 0.05–0.10 м. Предложен способ получения высокоточных оценок расстояния до объектов, не оборудованных световозвращателями.

Ключевые слова: лазерный импульс, лазерная локация, погрешность измерения расстояния.

1. Введение

Перспективным направлением развития методов обработки сигналов в импульсной лазерной локации, обеспечивающих решение задач измерения расстояний до удаленных объектов (искусственных спутников Земли (ИСЗ), например) с высокой точностью и их распознавания, является анализ отсчетов реализаций сигнала на выходе фотодетектора (ФД), формируемых быстродействующим АЦП. Алгоритмы обработки реализаций должны разрабатываться с учетом статистических характеристик сигналов и шумов, а также параметров ФД и АЦП.

В случае малой интенсивности регистрируемого излучения статистические характеристики шумов существенно отличаются от соответствующих характеристик гауссова процесса, вследствие чего при синтезе систем обработки таких лазерных локационных сигналов не удается использовать известные оценки эффективности методов обработки, широко применяемых в радиолокации. В этих условиях для анализа потенциальных возможностей различных методов обработки и определения совокупности требований к техническим средствам регистрации и преобразования сигналов наиболее эффективно применение имитационного моделирования их реализаций на выходе ФД, учитывающего квантовый характер регистрации излучения.

2. Физическая модель процесса фотодетектирования

Известно [1, 2], что фотодетектирование является квантовомеханическим процессом, т. к. в результате воздействия на ФД излучения с постоянной интенсивностью происходит формирование потока первичных фотоэлектронов, причем вероятность появления n регистрируемых в интервале наблюдения $[t_0, t_0 + T]$ фотоэлектронов

$P(n, t)$ подчиняется закону Пуассона:

$$P(n, T) = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} \exp(-\langle n \rangle), \quad (1)$$

где $\langle n \rangle = \eta W / (h\nu)$ – среднее в этом интервале число фотоэлектронов; η – квантовая эффективность ФД; $h\nu$ – энергия кванта;

$$W = \int_{t_0}^{t_0+T} \left[\int_{S_d} I(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \right] dt$$

– энергия регистрируемого излучения: $I(\mathbf{r}, t)$ – интенсивность излучения в разных точках поверхности S_d ФД, определяемых радиусом-вектором \mathbf{r} . Поскольку $I(\mathbf{r}, t)$ является случайной функцией времени, то выражение (1) следует интерпретировать как условную вероятность p , соответствующую тому, что случайная величина W принимает значение w :

$$p(n|W = w, T) = \frac{1}{n!} \left(\frac{\eta w}{h\nu} \right)^n \exp\left(-\frac{\eta w}{h\nu}\right). \quad (2)$$

Применяя предложенный Манделем [3] полуклассический метод установления связи между статистическими свойствами оптических полей и соответствующих отсчетов фотоэлектронов, в результате усреднения $p(n|W = w, T)$ по плотности вероятности распределения энергии оптического сигнала $p_W(w)$ получаем

$$P(n, T) = \int_0^\infty p(n|W = w, T) p_W(w) dw \\ = \int_0^\infty \frac{1}{n!} \left(\frac{\eta w}{h\nu} \right)^n \exp\left(-\frac{\eta w}{h\nu}\right) p_W(w) dw,$$

откуда следует, что в общем случае распределение $P(n, T)$ существенно отличается от пуассоновского.

Вид функциональной зависимости выходного тока ФД $i(t)$ определяется параметрами потока первичных фотоэлектронов. При больших энергиях W регистрируемого излучения зависимость $i(t)$ представляет собой непрерывную функцию времени, а при малых W и эквива-

Е.В.Бурый, Ю.Л.Смирнова. НИИ радиоэлектроники и лазерной техники Московского государственного технического университета им. Н.Э.Баумана, Россия, 107005 Москва, ул. 2-я Бауманская, 5; web-site: www.llis.bmstu.ru, e-mail: buryi@bmstu.ru

Поступила в редакцию 15 марта 2004 г., после доработки – 7 сентября 2004 г.

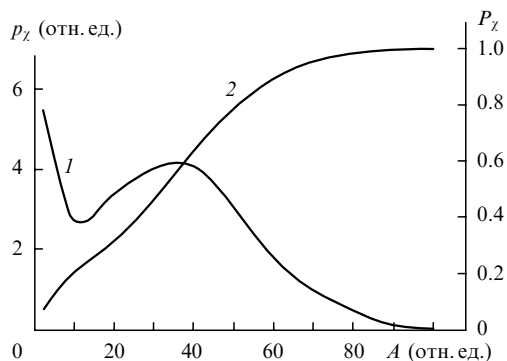


Рис.1. Плотность распределения амплитуды одноэлектронного импульса $p_x(A)$ (1) и соответствующая функция распределения $P_x(A)$ (2).

лентной полосе пропускания ФД, превышающей величину $1/T$, на его выходе регистрируются так называемые одноэлектронные импульсы тока.

Поскольку полупроводниковые ФД характеризуются значительным уровнем собственного теплового шума, будем рассматривать сигнал на выходе вакуумного ФД – фотоэлектронного умножителя. В основе теории фотоэмиссии [4] лежит допущение о том, что вероятность вылета первичного фотоэлектрона из фотокатода в малом интервале времени Δt пропорциональна мгновенной интенсивности оптического излучения. Такие события в различных временных интервалах статистически независимы и вероятность эмиссии более чем одного фотоэлектрона $P(n, \Delta t)$ (где $n = 2, 3, \dots$) есть величина большего порядка малости, чем $P(1, \Delta t)$. В общем случае можно считать, что наблюдаемая на выходе ФЭУ зависимость $i(t)$ представляет собой суперпозицию одноэлектронных импульсов:

$$i(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \chi \xi(\tau) h(t - t_d - \tau) d\tau, \tag{3}$$

где χ – амплитуда одноэлектронного импульса, являющаяся случайной величиной вследствие флуктуаций коэффициента умножения ФЭУ; $\xi(t) = \sum_n \delta(t - \tau_n)$ – реализация случайного потока первичных фотоэлектронов, формирующихся в моменты времени τ_n ; $h(t - t_d)$ – функция импульсного отклика диодной системы и выходной цепи ФЭУ на единичное событие – формирование первичного фотоэлектрона; t_d – временной интервал между моментом времени t формирования первичного фотоэлектрона и моментом времени достижения максимума одноэлектронного импульса. Амплитуда одноэлектронного импульса характеризуется плотностью распределения $p_x(A)$ [5] (рис.1). Заметим, что в общем случае t_d – случайная величина [4]. Дисперсия t_d существенно зависит от конструкции диодной системы ФЭУ. Для современных высокоскоростных ФЭУ (например, серии R7400U, фирма Hamamatsu) дисперсия t_d оказывается много меньше длительности одноэлектронного импульса $h(t - t_d)$ по уровню 0.5 от максимального значения, поэтому будем считать, что t_d – детерминированная величина.

3. Моделирование сигнала на выходе ФД

Если среднее число событий μ формирования первичных фотоэлектронов в некотором интервале наблюдения $[t_0, t_1]$ постоянно, процесс их формирования можно считать пуассоновским. Интервал времени между двумя по-

следовательными событиями такого процесса, происходящими в моменты времени τ_{n-1} и τ_n , где $t_0 < \tau_{n-1} < \tau_n < t_1$, имеет показательное распределение с параметром μ [6]:

$$P\{\tau_n - \tau_{n-1} > t | \tau_1, \dots, \tau_{n-1}\} = P\{\tau_n - \tau_{n-1} > t\} = \exp(-\mu t). \tag{4}$$

Интервалы времени $\tau_1 - t_0, \tau_2 - \tau_1, \dots, \tau_n - \tau_{n-1}$, разделяющие последовательно наступающие события, являются независимыми случайными величинами. Если интенсивность регистрируемого излучения изменяется в пределах интервала времени $[t_0, t_0 + T]$, условие применимости (4) не выполняется. Для данного случая следует ввести разбиение $\Pi(t_0, t_0 + T)$ отрезка $[t_0, t_0 + T]$:

$$\Pi(t_0, t_0 + T) = \{t_i\}_{i=0}^{L-1}, \quad t = t_0 < t_1 < \dots < t_{L-1} < t_L = t_0 + T,$$

$$t_i - t_{i-1} < \Delta t, \quad i = 1, 2, \dots, L,$$

такое, что $\Delta t \rightarrow 0$ при $L \rightarrow \infty$. Тогда в каждом из интервалов $[t_{i-1}, t_i]$ ($i = 1, 2, \dots, L$) энергию w_i регистрируемого излучения можно считать постоянной:

$$w_i = \int_{t_{i-1}}^{t_i} \left[\int_{S_d} I(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \right] dt, \quad i = 1, 2, \dots, L.$$

Поэтому распределение вероятности регистрации n фотоэлектронов $p_i(n | W = w_i)$ в интервале $[t_{i-1}, t_i]$ будет подчиняться выражению (2). Отсюда следует, что для моделирования $\xi(t)$ при регистрации излучения с изменяющейся во времени интенсивностью интервал наблюдения T следует разбить на L подынтервалов и в каждом из них моделировать пуассоновский поток событий с функцией распределения, соответствующей энергии излучения в этом интервале. Учитывая свойство аддитивности показательного распределения, моделирование последовательности временных интервалов $\{\tau_i^j\}_{j=1}^N$ в рассматриваемом i -м интервале следует выполнять до тех пор, пока будет справедливо неравенство

$$\tau_i^{N_i} = \tau_i^{N_i-1} + \tau \leq t_i,$$

где N_i – номер последнего моделируемого события в этом интервале; τ – реализация случайной величины, имеющей показательный закон распределения (4) с параметром

$$\mu_i = \frac{1}{t_i - t_{i-1}} \frac{\eta w_i}{h\nu},$$

получаемая из реализации равномерно распределенной в интервале $[0,1]$ случайной величины z : $\tau = -\ln(1 - z)/\mu_i$ [6].

Объединяя последовательности $\{\tau_i^j\}_{j=1}^N$, найденные для всех интервалов $[t_{i-1}, t_i]$ ($i = 1, 2, \dots, L$) в одну последовательность $\{\tau_n\}_{n=1}^N = \{\tau_1^1, \dots, \tau_1^{N_1}, \tau_2^1, \dots, \tau_2^{N_2}, \dots, \tau_L^1, \dots, \tau_L^{N_L}\}$, где $N = \sum_{i=1}^L N_i$ – общее число событий в интервале $[t_0, t_0 + T]$, получаем искомую реализацию

$$\xi(t) = \sum_{n=1}^N \delta(t - \tau_n).$$

Найдя в соответствии с уравнением $\chi_n = P_\chi^{-1}(z_n)$ N реализаций χ_1, \dots, χ_N случайной величины χ (где $P_\chi(A)$ – функция распределения случайной величины χ ; z_n – реализации случайной величины, равномерно распределенной в интервале $[0,1]$) и используя (3), получаем реализацию выходного тока ФЭУ

$$i(t) = \sum_{n=1}^N \chi_n h(t - t_d - \tau_n).$$

4. Зависимость погрешностей измерения расстояний от условий локации объекта и методов обработки сигнала

В силу того что при локации ИСЗ средняя интенсивность потока фотоэлектронов, возникающего под действием фонового излучения, как правило, находится в пределах $(4 - 5) \times 10^5 \text{ с}^{-1}$, а основные параметры орбиты ИСЗ априори известны, можно считать, что задача обнаружения отраженного сигнала в интервале наблюдения 50–100 нс уверенно решается при $\langle n \rangle = 1 - 10$ [7]. Поскольку вероятность регистрации шумовых фотоэлектронов в этом интервале не превышает 5×10^{-2} , их влиянием на результаты измерения можно пренебречь.

Для оценки интервала между моментом времени излучения импульса лазером t_l и моментом времени регистрации отраженного сигнала t_r чаще всего применяют пороговые методы [8, 9]. Основной недостаток пороговых методов – зависимость погрешности определения t_r от формы и амплитуды регистрируемого на выходе ФД импульса. Как правило, эта погрешность превышает погрешность определения временного интервала, обусловленную флуктуациями показателя преломления атмосферы [7]. Дискретизация сигнала $i(t)$ с периодом T_d при N_q уровнях квантования позволяет получить оценки t_l по положению на временной оси максимума функции правдоподобия [9], центра тяжести импульса t_r^g , события пересечения адаптируемого порога t_r^{th} или оценку модельного времени t_r^m , при которой выполняется условие наилучшего соответствия модельной огибающей импульса $i^m(t)$ реализации $i(t)$ в пределах интервала $[t_0, t_0 + T]$. В силу того что определение многомерных условных плотностей вероятности выборки наблюдаемых реализаций $i(t)$ оказывается чрезвычайно трудоемким, а применение методов оптимизации для определения t_r^m в общем случае не гарантирует устойчивости решения, были проанализированы оценки t_r^g и оценки получаемых двумя способами величин t_r^{th1}, t_r^{th2} :

$$t_r^{th1} = t_0 + T_d \{k + [i_{th} - i(t_k)] / [i(t_{k+1}) - i(t_k)]\},$$

$$i(t_k) \leq i_{th} < i(t_{k+1}),$$

$$t_r^{th2} = t_0 + 0.5T_d \{k + [i_{th} - i(t_k)] / [i(t_{k+1}) - i(t_k)]$$

$$+ l + [i(t_l) - i_{th}] / [i(t_l) - i(t_{l+1})]\}, i(t_k) \leq i_{th} < i(t_{k+1}),$$

$$i(t_l) > i_{th} \geq i(t_{l+1}),$$

где $i_{th} = 0.5 \max[i(t_1), i(t_2), \dots]$ – порог, рассчитываемый для каждой реализации $i(t)$; k и l – номера интервалов времени, в пределах которых наблюдаются соответственно первое и последнее пересечение порога i_{th} .

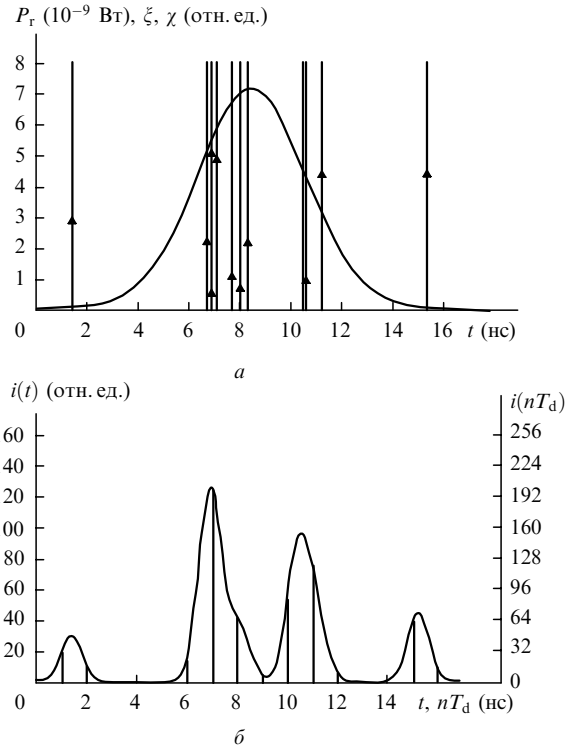


Рис.2. Результаты моделирования потока первичных фотоэлектронов (а) и сигнала на выходе ФД (б): регистрируемый импульс излучения $P_r(t)$ длительностью 5 нс при $\langle n \rangle = 10$ (сплошная кривая), реализация $\xi(t)$ (вертикальные линии) и соответствующие ей значения χ (\blacktriangle), реализация $i(t)$ (сплошная кривая) и отсчеты $i(nT_d)$ на выходе АЦП при $N_q = 256$ и $T_d = 1$ нс (вертикальные линии).

Оценки погрешностей измерения t_r разными способами были получены в результате статистического моделирования процедур формирования оценок $t_r^g, t_r^{th1}, t_r^{th2}$ реализаций $i(t)$, соответствующих гауссовой форме зондирующих импульсов с различными длительностями $\tau_{0.5}$ по уровню 0.5 от максимального значения (рис.2). Для определения потенциально достижимой точности измерений анализировались также оценки $\tilde{t}_r^g, \tilde{t}_r^{th1}$ и \tilde{t}_r^{th2} , полученные для импульсов прямоугольной формы. При моделировании реализаций $i(t)$ соблюдалось условие равенства энергий регистрируемых импульсов различной длительности и формы. Результаты расчета дисперсий $\sigma^2(\langle n \rangle)$ искомых оценок представлены на рис.3. Здесь же показана зависимость числа промахов (грубых погрешностей измерений, возникающих из-за отсутствия в интервале наблюдения сигнальных одноэлектронных импульсов) от величины $\langle n \rangle$. Видно, что результативная локация объектов при $\langle n \rangle < 4$ требует значительных энергетических затрат вследствие большого числа промахов при измерениях временных интервалов, а получаемые оценки будут характеризоваться большой дисперсией.

Следует отметить, что увеличение крутизны переднего фронта импульса не приводит к существенному уменьшению $\sigma^2(\langle n \rangle)$: в силу принципа причинности первое событие формирования сигнального фотоэлектрона всегда происходит позже момента времени наблюдения фронта импульса излучения, поэтому при стремящейся к нулю длительности одноэлектронного импульса оценка \tilde{t}_r^{th1} оказывается положительно смещенной. В силу этого же обстоятельства дисперсии оценок t_r^{th1} оказываются меньше дисперсий оценок \tilde{t}_r^{th1} при $\langle n \rangle > 40$ (рис.3,а). Отрицательное смещение оценок t_r^{th1} и \tilde{t}_r^{th1} (рис.3,б) объясняется

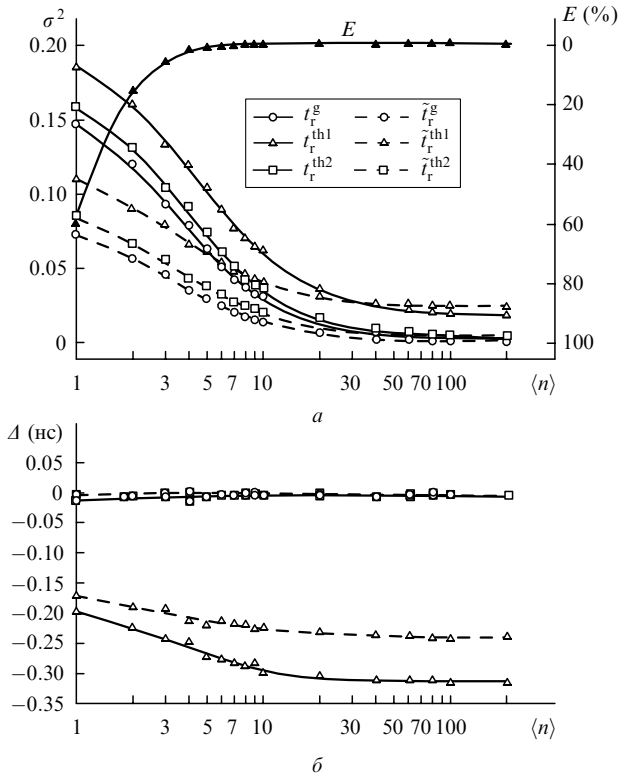


Рис.3. Характеристики оценок t_r^g , \tilde{t}_r^g , t_r^{th1} , \tilde{t}_r^{th1} , t_r^{th2} и \tilde{t}_r^{th2} временного положения регистрируемых импульсов гауссовой (сплошные кривые) и прямоугольной (штриховые кривые) формы при $\tau_{0,5} = 1$ нс, $T_d = 1$ нс, $N_q = 256$: дисперсии оценок $\sigma^2(\langle n \rangle)$ и число промахов $E(\langle n \rangle)$ (а), а также отклонения $\Delta(\langle n \rangle)$ этих оценок от истинных значений (б).

ненулевой длительностью одноэлектронного импульса. Анализ показал, что отличие $p_\chi(A)$ от δ -функции приводит к увеличению $\sigma^2(\langle n \rangle)$ в пределах 3% – 5%.

На рис.4 представлены результаты расчета дисперсии $\sigma^2(\tau_{0,5})$ оценок t_r^g , полученных для различных значений $\langle n \rangle$ и T_d . Видно, что высокочотные измерения расстояния R до ИСЗ, доверительные интервалы которых с учетом двукратного распространения излучения вдоль линии видирования объекта можно оценивать как

$$\Delta R = \pm 3\sigma(\langle n \rangle)c/2,$$

где c – скорость света в среде, возможны при достаточно больших длительностях зондирующих импульсов, если выполняется известное условие $T_d < 0.5\tau_{0,5}$ [9].

Значительный интерес представляет получение высокоточных оценок расстояния R до ИСЗ, не оборудованных световозвращателями. В этом случае интенсивность рассеянного поверхностью объекта излучения является функцией времени, угла азимута α и угла места β , определяющих ориентацию ИСЗ относительно лазерной локационной системы, а рассчитанное значение \hat{R} может существенно отличаться от истинного расстояния R до геометрического центра ИСЗ. Введение функции поправки

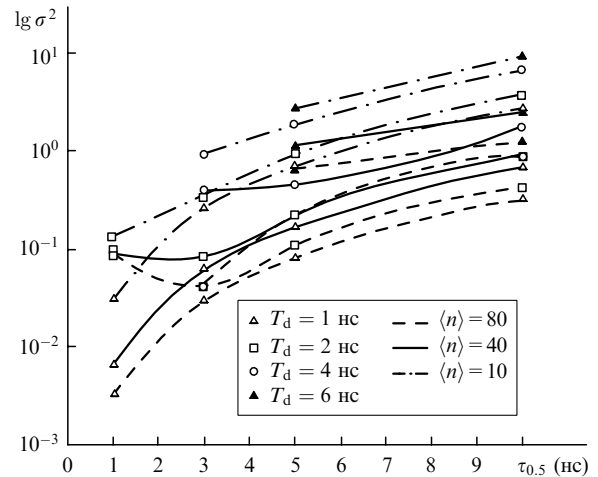


Рис.4. Зависимости дисперсий оценок t_r^g временного положения регистрируемого импульса гауссовой формы от длительности импульса $\tau_{0,5}$ при различных периоде дискретизации T_d и $\langle n \rangle$.

$\Psi(\hat{\alpha}, \hat{\beta})$, где $\hat{\alpha}$ и $\hat{\beta}$ – оценки углов азимута и места, получаемые в результате распознавания наблюдаемого ракурса ИСЗ по форме огибающей $i(t)$ [10], приводит к заметному уменьшению погрешности оценки \hat{R} . Применяя изложенный метод моделирования огибающей импульса тока на выходе ФЭУ $i(t)$, можно определить вероятностные характеристики распознавания ракурса ИСЗ и найти итоговые оценки погрешности измерения R .

5. Заключение

Полученные результаты позволяют сделать вывод о достижимости и технической реализуемости погрешности измерения расстояния 0.05 – 0.1 м в одном цикле локации удаленного объекта в результате регистрации отсчетов реализации огибающей импульса тока на выходе ФЭУ и последующего определения положения центра тяжести этого импульса на временной шкале. Следует отметить, что проведенные рассуждения во многом справедливы и для охлаждаемых полупроводниковых ФД.

1. Перина Я. *Квантовая статистика линейных и нелинейных оптических явлений* (М.: Мир, 1987).
2. Глаубер Р. В кн.: *Квантовая оптика и квантовая радиофизика*. Под ред. О.В.Богданкевича, О.Н.Крохина (М.: Мир, 1966, с. 91 – 280).
3. Mandel L. *Proc. Phys. Soc.*, **72**, 1037 (1958).
4. Берковский А.Г., Гаванин В.А., Зайдель И.Н. *Вакуумные фотоэлектронные приборы* (М.: Радио и связь, 1988).
5. Ветохин С.С., Гулаков И.Р., Перцев А.Н. и др. *Одноэлектронные фотоприемники* (М.: Энергоатомиздат, 1986).
6. Ивченко Г.И., Каштанов В.А., Коваленко И.Н. *Теория массового обслуживания* (М.: Высшая школа, 1982).
7. Lambert S.G., Casey W.L. *Laser Communications in Space* (Boston, London: Artech House, 1995).
8. Мелешко Е.А. *Наносекундная электроника в экспериментальной физике* (М.: Энергоатомиздат, 1987).
9. Куликов Е.И., Трифонов А.П. *Оценка параметров сигналов на фоне помех* (М.: Сов. радио, 1978).
10. Бурый Е.В. *Квантовая электроника*, **25** (5), 471 (1998).