

Влияние мощной фоновой засветки на чувствительность лазерного приемного устройства с иодным активным квантовым фильтром

Ю.Ф.Кутаев*, С.К.Манкевич*, О.Ю.Носач**, Е.П.Орлов**

Теоретически и экспериментально исследовано влияние фоновой засветки на чувствительность лазерного приемного устройства с иодным активным квантовым фильтром ($\lambda = 1.315$ мкм). Экспериментально показано, что при приеме импульсного сигнала длительностью 40 нс на фоне ослабленного в 2.5 раза излучения импульсного источника света с яркостной температурой $4 \cdot 10^4$ К чувствительность такого приемного устройства при отношении сигнал/шум, равном трем, и дифракционном угле приема составляет 20 фотонов, что примерно в два раза превышает квантовый предел. Это согласуется с результатами теоретического рассмотрения и позволяет утверждать, что при приеме оптических сигналов на фоне солнечного диска чувствительность данного приемного устройства должна уменьшиться всего на 12%. Проведено сравнение данного приемного устройства с приемным устройством, в котором используется ФЭУ видимого диапазона. Показано, что чувствительность приемного устройства с ФЭУ-115 при приеме оптических сигналов с теми же параметрами на фоне солнечного диска и ширине полосы пропускания интерференционного фильтра 5 нм составляет при отношении сигнал/шум, равном трем, примерно 1400 фотонов.

Ключевые слова: иодный активный квантовый фильтр, фотодиод, лазерное приемное устройство, фоновое излучение, статистика излучения, дисперсия фототока, квантовый предел чувствительности.

1. Введение

Лазерное приемное устройство (ЛПУ) оптических сигналов с иодным активным квантовым фильтром (АКФ) на длине волны $\lambda = 1.315$ мкм [1–5] обладает предельно высокой чувствительностью, ограниченной квантовым пределом, и широким полем зрения. Эти свойства позволили зарегистрировать световой сигнал, состоящий из нескольких фотонов [4], и осуществить усиление яркости изображения в 3000 раз при сохранении дифракционного разрешения [5]. Поскольку иодный АКФ отличается очень узкой полосой усиления (ширина контура спектральной линии на полувысоте от максимума $\Delta\nu_{1/2}^c \approx 0.01$ см⁻¹ [1]), то, как показали предварительные оценки [6], с его помощью можно выделять, усиливать и регистрировать однофотонные сигналы и при наличии мощной фоновой засветки, например на фоне солнечного диска,

Фоновое оптическое излучение, попадающее в полосу усиления АКФ, добавляется к квантовому шуму, усиливается и приводит к увеличению шума ЛПУ. Вне пределов полосы усиления оно проходит сквозь АКФ без усиления и также попадает на фотоприемник в виде помехи. Для ослабления этой фоновой помехи, т. е. для повышения помехозащищенности ЛПУ, можно использовать пассивные оптические фильтры, например интерференционные. Отметим, что при использовании в ЛПУ

иодного АКФ возможность достижения высоких коэффициентов усиления позволяет обойтись и без интерференционных фильтров. Например, между каскадами усиления АКФ можно разместить нейтральные светофильтры, а коэффициент усиления АКФ увеличить в соответствующее число раз. При этом дискриминация фона возрастает, а устойчивость АКФ к самовозбуждению практически не изменится.

Чтобы сделать аргументированное заключение о возможности практического применения иодного АКФ для приема слабых сигналов на фоне сильной засветки, были проведены детальные теоретические и экспериментальные исследования.

2. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились следующим образом. Импульс излучения от задающего генератора (рис.1) с длительностью на полувысоте 40 нс фокусировался зеркалом 6 на диафрагму 7. Часть излучения, прошедшего сквозь диафрагму 7, отводилась зеркалом 8 на фотодиод 9 для контроля. Прошедшее сквозь зеркало 8 излучение фильтрами 10 ослаблялось до требуемого уровня, попадало на зеркало 12 и фокусировалось этим зеркалом в кювету АКФ с активной средой 13. Пройдя сквозь кювету 13 и усилившись, излучение проходило сквозь нейтральные светофильтры 14, ослаблялось и зеркалом 16 сквозь фильтры 14 вновь фокусировалось в кювету 13. Результирующее пропускание фильтров 14 при двукратном прохождении через них составляло 8.9×10^{-3} .

Пройдя сквозь кювету в обратном направлении и еще усилившись, излучение сигнала после фильтра КС-14 20 и поляризатора 21 попадало на приемную площадку ла-

*НПО «Астрофизика», Россия, 123424 Москва, Волоколамское ш., 95

**Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

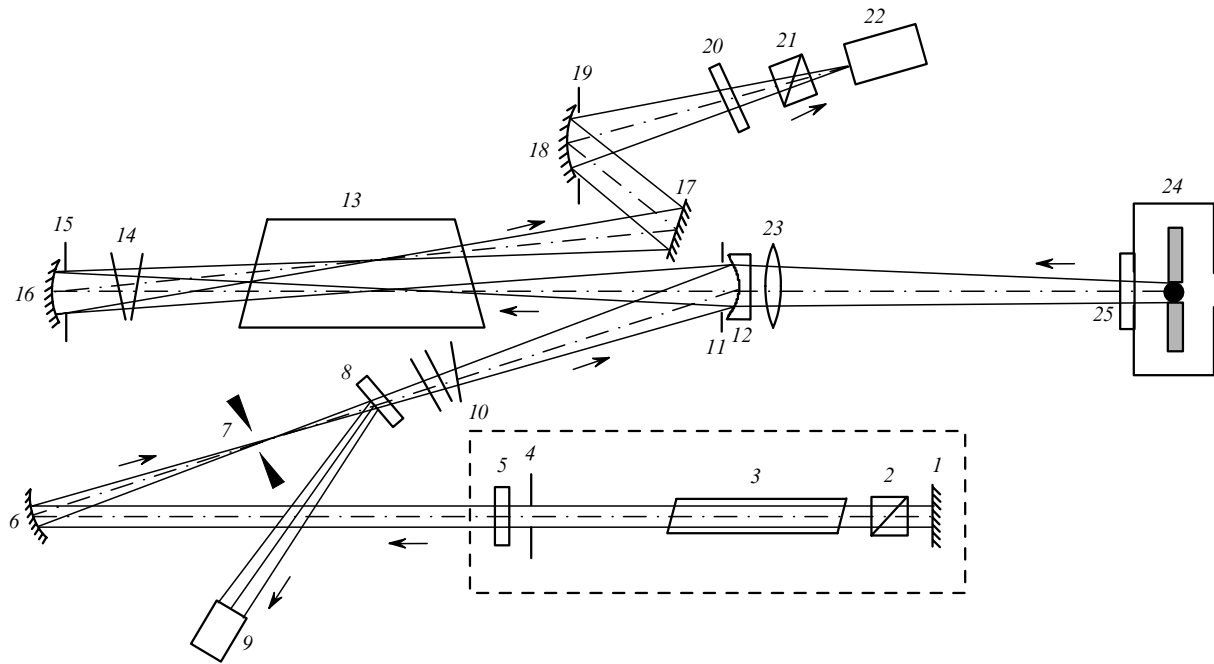


Рис. 1. Оптическая схема экспериментальной установки:

1, 5 – зеркала резонатора задающего генератора (ЗГ); 2 – оптический модулятор; 3 – кювета ЗГ; 4 – диафрагма $\varnothing 4$ мм; 6 – глухое сферическое зеркало с фокусным расстоянием $f = 50$ см; 7 – диафрагма $\varnothing 0.2$ мм; 8 – диэлектрическое зеркало, $R = 30\%$; 9 – фотодиод; 10 – оптические фильтры (ослабители); 11 – диафрагма $\varnothing 12$ мм; 12 – полупрозрачное сферическое зеркало с коэффициентом отражения $\sim 55\%$ и $f = 75$ см; 13 – кювета иодного усилителя; 14 – межкаскадные фильтры; 15 – диафрагма $\varnothing 12$ мм; 16 – глухое сферическое диэлектрическое зеркало с $f = 75$ см; 17 – плоское глухое зеркало; 18 – глухое сферическое диэлектрическое зеркало с $f = 75$ см; 19 – диафрагма $\varnothing 12$ мм; 20 – красный светофильтр КС-14; 21 – поляризатор (призма Глана); 22 – фотодиод ЛФД-2; 23 – линза с $f = 60.3$ см; 24 – разрядная камера эталонного импульсного источника света типа ИСИ-1 (источника Подмошенского) с защитным стеклом 25.

винного фотодиода 22, усиливалось электронным усилителем и регистрировалось осциллографом. Одновременно линзой 23 сквозь зеркало 12 соосно с излучением сигнала в кювету АКФ фокусировалось излучение импульсного источника света ИСИ-1 (источник Подмошенского), имеющего яркостную температуру около 40000 К. Плоскости резкого изображения плазмы ИСИ-1 и диафрагмы 7 совпадали. Пройдя сквозь весь оптический тракт, излучение ИСИ-1 попадало на фотодиод 22. Диаметр изображения плазмы был примерно в 10 раз больше диаметра изображения диафрагмы 7.

Телесные углы, в которых распространялись излучение сигнала, спонтанное излучение АКФ и излучение ИСИ-1, определялись диафрагмой 11 и согласованной с ней диафрагмой 19. Фокусное расстояние линзы 23 подбиралось таким образом, чтобы вместе с отрицательной линзой, которую представляло собой полупрозрачное зеркало 12, они образовывали оптическую систему с эквивалентным фокусным расстоянием, равным фокусному расстоянию зеркала 12 при его работе на отражение.

Плоский угол, в котором принималось излучение сигнала и шумов, фокусировавшееся зеркалом 18, определялся размерами приемной площадки фотодиода ЛФД-2 и составлял $1.2\vartheta_d$, где $\vartheta_d = \lambda/d$ – плоский дифракционный угол; d – диаметр диафрагмы 19. Время усреднения τ_e , определяемое шириной полосы пропускания электронного усилителя, составляло 90 нс. Ширина полосы пропускания оптического тракта $\Delta\nu$ определялась шириной максимумов коэффициента отражения диэлектрических зеркал 16–18 и составляла примерно 3000 см^{-1} . Чтобы исключить излучение, отражаемое этими зеркалами в сильной области спектра, использовался светофильтр КС-14.

3. Уравнение чувствительности лазерного приемного устройства при наличии фонового излучения

Рассмотрим работу ЛПУ при наличии источника фонового излучения. Предположим, что фоновое излучение, попадающее на вход АКФ, изотропно в пределах телесного угла приема σ_r , характеризующего поле зрения фотодиода: $\sigma_r = \sigma_r/f^2$, где σ_r – площадь приемной площадки фотодиода; f – эквивалентное фокусное расстояние оптической системы. Для круглой приемной площадки $\sigma_r = \pi(\vartheta_r/2)^2$, где ϑ_r – плоский угол приема излучения. Будем фоновое излучение на входе в активную среду АКФ в расчете на одну поляризацию, выделяемую поляризатором 21, характеризовать постоянной за время длительности импульса спектральной плотностью яркости I_{vo}^{bgr} источника фонового излучения, измеряемой в $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{ср})$ [7]. Тогда спектральная плотность яркости излучения с частотой ν для указанной поляризации на выходе оптического тракта

$$I_{vo}^{+out} = \{I_{vo}^{vac}[K^+(\nu) - 1]T_n^2 T_w^3(\nu)R_{16}K^+(\nu) + I_{vo}^{vac}[K^+(\nu) - 1]T_w(\nu) + I_{vo}^{bgr}K^{+(2)}(\nu)T_n^2 T_w^3(\nu)R_{16}\} \quad (1)$$

$$\times R_{17}R_{18}T_r(\nu)T_i(\nu)T_p(\nu),$$

где $I_{vo}^{vac} = c\varepsilon_\nu/\lambda^2$ – спектральная плотность яркости вакуума для одной из поляризаций; λ – длина волны; ε_ν – энергия фотона с частотой $\nu = 1/\lambda$; $K^+(\nu)$ – коэффициент усиления АКФ на частоте $\nu \geq 0$ при одном проходе АКФ; $K^{+(2)}(\nu)$ – усиление за два прохода; $T_i(\nu)$, T_n , $T_w(\nu)$, $T_r(\nu)$, $T_p(\nu)$ – соответственно коэффициенты пропускания ин-

терференционного фильтра, нейтральных межкаскадных фильтров (МКФ), каждого из окон кюветы АКФ, фильтра КС-14 и поляризатора; R_{16} , R_{17} , R_{18} – соответственно коэффициенты отражения зеркал 16, 17, 18.

Представим (1) в виде

$$I_{vo}^{+out} = [(I_{vo}^{vac} + I_{vo}^{bgr})K_2 + \frac{1 - T_n^2 T_w^2(v) R_{16}}{T_n^2 T_w^2(v) R_{16}} I_{vo}^{vac} K_1 + I_{vo}^{bgr}] T(v), \quad (2)$$

где $K_1 = K^+(v) - 1$; $K_2 = K^{+(2)}(v) - 1$; $T(v) = T_n^2 T_w^3(v) T_r(v) \times T_p(v) R_{16} R_{17} R_{18}$ – коэффициент пропускания оптического тракта. Такая запись позволяет в первом слагаемом в квадратных скобках, описывающем спонтанное и фоновое излучения, каждое из которых усиливается в K_2 раз, сопоставить фоновое излучение с квантовым шумом самого усилителя, приведенным к его входу. Отличие фонового излучения от квантового шума учитывается третьим слагаемым. Оно описывает фоновое излучение, которое дошло бы до выхода оптического тракта без усиления, что имело бы место, когда АКФ не действует. Полоса частот неусиленного фонового излучения, дошедшего до фотодиода, определяется полосой пропускания оптического тракта, поэтому оно является широкополосным по сравнению с усиленным в K_2 раз фоновым излучением.

Запишем (2) в виде

$$I_{vo}^{+out} = [I_{vo}^{vac}(1 + \beta)K_{\Sigma}^+(v),$$

где

$$K_{\Sigma}^+(v) = \left[K_{sb} + \frac{\beta}{1 + \beta} \right] T(v)$$

– результирующий коэффициент усиления;

$$K_{sb} = K_2 + \frac{1 - T_n^2 T_w^2(v) R_{16}}{T_n^2 T_w^2(v) R_{16}} \frac{K_1}{1 + \beta}$$

– эффективный коэффициент усиления спонтанного и фонового излучений, попавших в полосу усиления АКФ; $\beta = I_{vo}^{bgr} / I_{vo}^{vac}$. Заметим, что результирующее пропускание защитного окна 19, линзы 23, зеркала 12 и входного окна лазерной кюветы АКФ составляло около 0.4. поэтому спектральная плотность яркости плазмы ИСИ-1 I_{vo}^{bgr} на длине волны $\lambda = 1.315$ сквозь перечисленные оптические элементы практически равна спектральной плотности яркости вакуума $I_{vo}^{vac} \approx 2.6 \times 10^3$ Вт/(м²·см⁻¹·ср), т.е. $\beta = 1$. Как будет показано ниже, для солнечного диска β существенно меньше.

Величины $T_w(v)$, $T_r(v)$ и $T_p(v)$ будем полагать постоянными и равными T_w , T_r и T_p в пределах своих полос пропускания, ширины которых обозначим как Δv_w , Δv_r и Δv_p . Вне пределов каждой из полос $T_w(v)$, $T_r(v)$ и $T_p(v)$ полагаем равными нулю. Тогда в пределах Δv коэффициент пропускания оптического тракта $T(v) = T_n^2 T_w^3 R_{16} R_{17} R_{18} \times T_r T_p = T$ также постоянен и равен нулю вне полосы пропускания.

Спектральная плотность яркости шума на выходе оптического тракта, определенная для всех частот, как положительных, так и отрицательных, $I_{vo}^{out} = I_{vo}^{vac}(1 + \beta)$

$K_{\Sigma}(v)$, где $K_{\Sigma}(v) = 1/2 K_{\Sigma}^+(|v|)$. Поскольку ϑ_r более чем на порядок меньше единицы, излучение, прошедшее сквозь АКФ, с хорошей точностью может считаться изотропным в пределах угла приема ϑ_r . Тогда та часть излучения I_{vo}^{out} , которая попадает на фотодиод, есть

$$I_{vo}^r = \begin{cases} I_{vo}^{vac}(1 + \beta)K_{\Sigma}(v), & \vartheta \leq 1/2 \vartheta_r, \\ 0, & \vartheta > 1/2 \vartheta_r. \end{cases}$$

Такое представление спектральной плотности позволяет нам при анализе чувствительности ЛПУ в присутствии фоновой помехи воспользоваться подходом, развитым в работе [4], в которой исследовалась чувствительность ЛПУ в отсутствие фоновой помехи. Заметим, что в настоящей работе мы учли еще дробовой шум тока фотодиода, обусловленный воздействием на него полезного сигнала, который для ЛПУ с иодным АКФ, как будет видно ниже, пренебрежимо мал по сравнению с квантовым шумом самого АКФ. Однако, если мы хотим, чтобы полученные соотношения давали правильный результат и при малом коэффициенте усиления АКФ либо вообще без АКФ, этот дробовой шум должен быть учтен.

Приняв во внимание то, что случайные поля фонового и спонтанного излучений на выходе АКФ могут рассматриваться как стационарные случайные процессы за время $\tau_e \leq 10$ мкс, много меньшее характерных времен изменения интенсивности фонового и спонтанного излучений, а также то, что они являются гауссовыми случайными процессами, получим уравнение для минимального обнаружимого числа фотонов в импульсе полезного сигнала $N_{min}^{\beta \neq 0}$ при τ_e , большем длительности импульса полезного сигнала (см. также [8]):

$$(N_{min}^{\beta \neq 0})^2 - \frac{\gamma N_{ql}/T}{L(o_r/o_d)K_s} N_{min}^{\beta \neq 0} = 2 \left[\frac{m i_{sb} \tau_e / e \eta T}{L(o_r/o_d)K_s} \right]^2 \times \left[\Phi(\tau_e) \Psi(o_r) + \frac{e F \Pi_e}{i_{sb}} \left(1 + \frac{i_{der}}{i_{sb}} \right) \right], \quad (3)$$

где $N_{ql} = 2m^2 F / \eta$ – квантовый предел чувствительности фотодиода (ср. с (12.6.5) на стр.325 и (14.4.14) на стр.355 книги [9]); m – отношение сигнал/шум; F – коэффициент шума фотодиода [9]; η – квантовая эффективность фотодиода; $o_d = \pi(\vartheta_d/2)^2$ – телесный дифракционный угол;

$$L\left(\frac{o_r}{o_d}\right) = 1 - J_0^2 \left[\frac{1}{2} \pi \left(\frac{o_r}{o_d} \right)^{1/2} \right] - J_1^2 \left[\frac{1}{2} \pi \left(\frac{o_r}{o_d} \right)^{1/2} \right]$$

– функция Рэлея [10]; J_0 и J_1 – функции Бесселя; K_s – коэффициент усиления полезного сигнала (если ширина спектра сигнала существенно меньше ширины контура спектральной линии АКФ, то $K_s \approx K^{+(2)}(v_0) \equiv K_0$); e – заряд электрона;

$$i_{sb} = e \eta T \left(\frac{\pi}{4} \right)^2 \frac{o_r}{o_d} c \Delta v_{eff}^c (1 + \beta) \left(\langle K_{sb} \rangle + \frac{\beta}{1 + \beta} \frac{\Delta v}{\Delta v_{eff}^c} \right)$$

– средний ток фотодиода, обусловленный суммарной интенсивностью усиленных спонтанного и фонового излучений; $\Delta v_{eff}^c = 1/g(0)$ – эффективная ширина линии усиления АКФ с контуром $g(v - v_0)$ (для гауссова контура $\Delta v_{eff}^c = 1/2 \Delta v_{1/2}^c (\pi / \ln 2)^{1/2} \approx \Delta v_{1/2}^c$);

$$\langle K_{sb} \rangle = \langle K_2 \rangle + \frac{1 - T_n^2 T_w^2 R_{16} \langle K_1 \rangle}{T_n^2 T_w^2 R_{16} (1 + \beta)}$$

$$\langle K_1 \rangle = \frac{1}{\Delta v_{eff}^c} \int_0^\infty K_1 dv; \quad \langle K_2 \rangle = \frac{1}{\Delta v_{eff}^c} \int_0^\infty K_2 dv;$$

$$\Phi(\tau_e) = \int_{-\infty}^\infty \frac{\sin^2(\pi cv \tau_e)}{(\pi cv \tau_e)^2} \Gamma(v) dv; \quad (4)$$

$$\Psi(o_r) = \frac{1}{\sigma_r^2} \iint \left\{ 2 \frac{J_1[\pi(o_r/o_d)^{1/2} s/d_r]}{\pi(o_r/o_d)^{1/2} s/d_r} \right\}^2 r_1 dr_1 d\phi_1 s ds d\phi; \quad (5)$$

$$\Gamma(v) = \int_{-\infty}^\infty K_\Sigma(v') K_\Sigma(v' - v) dv' / \left(\int_{-\infty}^\infty K_\Sigma(v) dv \right)^2 \quad (6)$$

– нормированный на единицу спектр гауссова шума, прошедшего сквозь квадратичный детектор [11, 12]; d_r – диаметр приемной площадки фотодиода;

$$i_{der} = i_{dc} + \frac{1}{2eFM^2} \left[V_e^{*2} \left(\frac{1}{R^2} + \frac{4\pi^2}{3} P_e^2 C^2 \right) + I_e^{*2} + \frac{4k_B T_r}{R} \right]; \quad (7)$$

i_{dc} – средний темновой ток; M – коэффициент умножения фотодиода; R – сопротивление эквивалентного резистора; T_r – температура резистора; I_e^{*2} – спектральная плотность флуктуаций тока так называемого эквивалентного токового источника шума электронного усилителя; C – результирующая входная емкость; V_e^{*2} – спектральная плотность флуктуаций напряжения эквивалентного шумового источника напряжения усилителя [9]; $\gamma = \tau_e P_e$; P_e – полоса пропускания электронного усилителя (в герцах) на уровне $1/\sqrt{2}$ от максимума модуля его коэффициента усиления. Если электронный усилитель можно рассматривать как идеальный интегратор, то $\gamma \approx 0.44$, если как RC -цепочку, то $\gamma = 1/\pi \approx 0.32$. В случае же равномерной частотной характеристики $\gamma = 1/2$.

4. Приближение большого времени усреднения флуктуаций

Для дальнейшего анализа необходимо более подробно обсудить функцию $\Phi(\tau_e)$, фигурирующую в (3). Заметим, что $c\Delta v_{1/2}^c \tau_e \approx 30$, что при коэффициенте усиления сигнала в максимуме линии усиления $K_0 \leq 10^7$ существенно больше $1/2 \langle K_{sb}^2 \rangle / \langle K_{sb} \rangle^2 > 3/2$ (рис.2), где $\langle K_{sb} \rangle$ определено выше;

$$\langle K_{sb}^2 \rangle = \langle K_2^2 \rangle + 2 \frac{1 - T_n^2 T_w^2 R_{16} \langle K_2 K_1 \rangle}{T_n^2 T_w^2 R_{16} (1 + \beta)} + \left(\frac{1 - T_n^2 T_w^2 R_{16}}{T_n^2 T_w^2 R_{16}} \right)^2 \frac{\langle K_1^2 \rangle}{(1 + \beta)^2}; \quad (8)$$

$$\langle K_2^2 \rangle = \frac{1}{\Delta v_{eff}^c} \int_0^\infty K_2^2 dv; \quad \langle K_2 K_1 \rangle = \frac{1}{\Delta v_{eff}^c} \int_0^\infty K_2 K_1 dv;$$

$$\langle K_1^2 \rangle = \frac{1}{\Delta v_{eff}^c} \int_0^\infty K_1^2 dv.$$

Это означает, что время усреднения флуктуаций на-

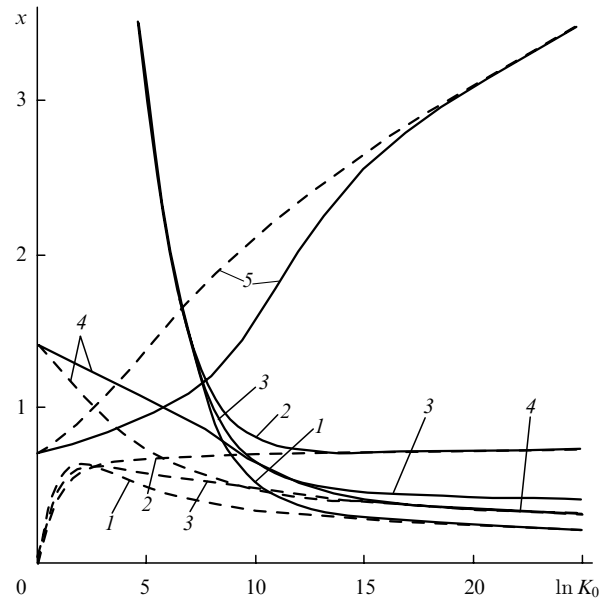


Рис.2. Зависимости $x \equiv \langle K_{sb} \rangle / K_0$ (1), $\langle K_{sb}^2 \rangle / (\langle K_{sb} \rangle K_0)$ (2), $\langle K_{sb}^2 \rangle^{1/2} / K_0$ (3), $\langle K_{sb} \rangle^2 / \langle K_{sb}^2 \rangle$ (4) и $\langle K_{sb} \rangle / \langle K_{sb}^2 \rangle$ (5) от $\ln K_0$ при наличии МКФ и фонового излучения с $\beta = 1$ (сплошные кривые) и в отсутствие МКФ и фонового излучения (штриховые кривые). Часть сплошных кривых 1–3 с началом в нуле на рисунке не показана.

пряжения на выходе электронного усилителя существенно превышает время корреляции суммарного шумового излучения $\tau_c = \Gamma(0)/c$ на выходе АКФ. При этом, если

$$\Delta v > \frac{\langle K_2 \rangle^2}{\langle K_2^2 \rangle} \Delta v_{eff}^c > \sqrt{2} \Delta v_{eff}^c,$$

то τ_c меньше времени корреляции усиленного спонтанного излучения в отсутствие МКФ и фонового излучения;

$$\tau_c^{sp} = \Gamma_{sp}(0)/c = \frac{1}{2c\Delta v_{eff}^c} \frac{\langle K_2^2 \rangle}{\langle K_2 \rangle^2}$$

(что видно и из рис.2, кривые 5). В этом случае в (4) из-под интеграла можно вынести $\Gamma(v)$ при $v = 0$. Выполнив интегрирование оставшегося под интегралом выражения, получим

$$\Phi(\tau_e) \approx \frac{1}{2c\Delta v_{eff}^c \tau_e} \frac{\langle K_{sb}^2 \rangle + 2 \frac{\beta}{1 + \beta} \langle K_{sb} \rangle + \frac{\beta^2}{(1 + \beta)^2} \frac{\Delta v}{\Delta v_{eff}^c}}{\left(\langle K_{sb} \rangle + \frac{\beta}{1 + \beta} \frac{\Delta v}{\Delta v_{eff}^c} \right)}. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (3), получаем для минимального обнаружимого числа фотонов при наличии фонового излучения уравнение

$$\left(N_{min}^{\beta \neq 0} \right)^2 - \frac{\gamma N_{ql}}{L(o_r/o_d) K_s T} N_{min}^{\beta \neq 0} = m^2 \left(\frac{\pi}{4} \right)^4 c \Delta v_{eff}^c \tau_e \frac{\langle K_{sb}^2 \rangle}{K_s^2} \times (1 + \beta)^2 \Theta^2 A + \frac{\gamma N_{ql}}{L^2(o_r/o_d) K_s^2 T^2} \frac{i_{der} \tau_e}{\eta e}, \quad (10)$$

где

$$A = 1 + \frac{\Xi + 2\beta}{1 + \beta} \frac{\langle K_{sb} \rangle}{\langle K_{sb}^2 \rangle} + \frac{\beta(\Xi + \beta)}{(1 + \beta)^2} \frac{1}{\langle K_{sb}^2 \rangle} \frac{\Delta v}{\Delta v_{eff}^c}; \quad (11)$$

$$\Theta = \Theta(o_r/o_d) = \frac{o_r/o_d}{L(o_r/o_d)} [\Psi(o_r/o_d)]^{1/2};$$

$$\Xi = \Xi(o_r/o_d) = \frac{(4/\pi)^2}{(o_r/o_d)\Psi(o_r/o_d)} \frac{2\gamma F}{\eta T}.$$

Второй член в (11) показывает вклад в дисперсию флуктуаций напряжения на выходе электронного усилителя, обусловленный статистическими свойствами интерференции суммарной интенсивности усиленного спонтанного и фонового излучений с интенсивностью неусиленного фонового излучения, а также статистикой дробового шума от суммарной интенсивности, отнесенный к вкладу, обусловленному ее собственной статистикой. Третий член в (11) показывает долю, которую вносят статистика интенсивности неусиленного фонового излучения и статистика дробового шума от него.

5. Анализ влияния фоновой засветки на чувствительность лазерного приемного устройства

Для дальнейшего анализа нам необходимо обсудить поведение функции $\Psi(o_r/o_d)$. Используя определение (5), ее можно представить в виде

$$\Psi(o_r/o_d) = \left(\frac{4}{\pi}\right)^2 \times \frac{1 - \frac{4}{\pi} \int_0^1 \{J_0^2[\pi\xi(o_r/o_d)^{1/2}] + J_1^2[\pi\xi(o_r/o_d)^{1/2}]\} (1 - \xi^2)^{1/2} d\xi}{o_r/o_d}.$$

Если $o_r/o_d \ll 1$, то $\Psi(o_r/o_d) \simeq 1$, а если $o_r/o_d \gg 1$, то $\Psi(o_r/o_d) \simeq (4/\pi)^2 (o_r/o_d)^{-1}$. Произведение $(o_r/o_d)\Psi(o_r/o_d)$ монотонно растет с увеличением (o_r/o_d) сначала линейно, а потом, когда $o_r/o_d \gg 1$, стремится к значению $(4/\pi)^2$. Если $o_r/o_d \simeq 1$, то $(o_r/o_d)\Psi(o_r/o_d) \simeq 0.6$. Таким образом, функция Ξ монотонно уменьшается с ростом o_r/o_d и стремится к $2\gamma F/(\eta T)$. Если $o_r/o_d \approx 1$, то

$$\Xi \approx \frac{(4/\pi)^2 2\gamma F}{0.6 \eta T} \simeq 5.4 \frac{\gamma F}{\eta T}.$$

Следовательно, в диапазоне угла приема от значения, равного дифракционному углу и выше, Ξ изменяется не более чем в 2.7 раза.

Будем далее полагать $T_n^2 \simeq 8.9 \times 10^{-3}$, $T_w \simeq 1$, $R_{16} \simeq 1$, $R_{17} \simeq 0.96$, $R_{18} \simeq 1$, $T_r \simeq 0.91$ и $T_p \simeq 0.85$. Используя эти значения, получаем, что при наличии МКФ $T = 6.6 \times 10^{-3}$. В отсутствие МКФ $T_n^2 = 1$, тогда $T \simeq 0.74$. Если МКФ заменяются интерференционным фильтром, который ставится вместо КС-14, то в приведенных выше выражениях надо положить $T_n^2 = 1$, а вместо T_r использовать коэффициент пропускания интерференционного фильтра T_i . При $T_i \simeq 0.3$ коэффициент $T \simeq 0.24$. Если $\gamma = 0.44$, $F \approx 12$, $\eta \approx 0.5$, то в первом случае $3000 < \Xi < 9000$, во втором $90 < \Xi < 200$, а в третьем $30 < \Xi < 80$. Во всех случаях Ξ во много раз больше β как для природных источников, так и для ИСИ-1, поэтому во втором и третьем слагаемых в (11) величиной β будем пренебрегать по сравнению с величиной Ξ . Тогда (11) примет следующий вид:

$$A \simeq 1 + \frac{\Xi \langle K_{sb} \rangle}{1 + \beta \langle K_{sb}^2 \rangle} + \frac{\beta \Xi}{(1 + \beta)^2} \frac{1}{\langle K_{sb}^2 \rangle} \frac{\Delta v}{\Delta v_{\text{eff}}^c}. \quad (12)$$

Из (10) и (12) видно, что с увеличением коэффициента усиления АКФ влияние собственных шумов фотодиода и электронного усилителя, а также неусиленного фонового излучения на минимальный обнаружимый сигнал уменьшается. Исследуем этот вопрос более подробно. Сначала рассмотрим второе слагаемое в (12), которое обусловлено дробовым шумом фотодиода, обусловленным в свою очередь суммарной интенсивностью усиленных спонтанного и фонового излучений. Учтем, что при $K_0 > 10^3$ величина $\langle K_{sb}^2 \rangle / (\langle K_{sb} \rangle K_0)$ практически не меняется и равна ~ 0.7 (см. рис.2, кривая 2). Из этого слагаемого видно, что при использовании МКФ шумом фотодиода можно пренебречь по сравнению с шумом, обусловленным усиленными спонтанным и фоновым излучениями, если

$$K_0 > 10 \frac{\langle K_{sb} \rangle K_0}{\langle K_{sb}^2 \rangle} \frac{\Xi}{1 + \beta} \simeq \frac{14\Xi}{1 + \beta} \simeq \frac{1.2 \times 10^5}{1 + \beta}.$$

Если же используется интерференционный фильтр, то имеем более слабое условие: $K_0 > 3 \times 10^3 / (1 + \beta)$; в отсутствие указанных фильтров должно выполняться условие $K_0 > 1.1 \times 10^3 / (1 + \beta)$.

Обратимся теперь к третьему слагаемому в (12). Оно обусловлено дробовым эффектом, вызываемым неусиленным фоновым излучением. Полагая это слагаемое меньше 1/10, получаем следующее требование:

$$\langle K_{sb}^2 \rangle^{1/2} > \frac{(10\beta\Xi\Delta v/\Delta v_{\text{eff}}^c)^{1/2}}{1 + \beta} = (2.5\Xi\Delta v/\Delta v_{\text{eff}}^c)^{1/2},$$

если $\beta = 1$. В случае МКФ, когда $\Delta v \simeq 3000 \text{ см}^{-1}$, получаем условие $\langle K_{sb}^2 \rangle^{1/2} > 8 \times 10^4$. Используя зависимость отношения $\langle K_{sb}^2 \rangle^{1/2} / K_0$ от $\ln K_0$ (рис.2, кривая 3), находим, что для экспериментальных значений $K_s \approx K_0$ из табл.1 (см. ниже) это отношение практически равно 0.5. Следовательно, полученное для $\langle K_{sb}^2 \rangle^{1/2}$ условие соответствует коэффициенту усиления в максимуме линии $K_0 \simeq 2 \langle K_{sb}^2 \rangle^{1/2} > 1.6 \times 10^5$. При наличии интерференционного фильтра с $\Delta v_i \simeq 30 \text{ см}^{-1}$ ($\Delta \lambda_i = 5 \text{ нм}$) требуется $K_0 > 2.4 \times 10^3$, в отсутствие фильтров ($\Delta v \simeq 3000 \text{ см}^{-1}$) – $K_0 > 1.2 \times 10^4$.

Таким образом, мы приходим к выводу, что при выполнении приведенных выше условий шум, обусловленный неусиленным фоновым излучением, практически не будет влиять на чувствительность ЛПУ. В результате можно положить $A \simeq 1$ и, решив квадратное уравнение (10), получить для $N_{\text{min}}^{\beta \neq 0}$ следующую формулу:

$$N_{\text{min}}^{\beta \neq 0} = \frac{\gamma N_{\text{ql}}}{2L(o_r/o_d)K_s T} \left\{ 1 + \left[1 + \frac{4i_{\text{der}}\tau_e}{\gamma\eta N_{\text{ql}}e} + 4m^2 \left(\frac{\pi}{4}\right)^4 \times c\Delta v_{\text{eff}}^c \frac{\langle K_{sb}^2 \rangle}{\gamma^2 N_{\text{ql}}^2} T^2 \left(\frac{o_r}{o_d}\right)^2 \Psi\left(\frac{o_r}{o_d}\right) (1 + \beta)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (13)$$

Фотодиоды ЛФД-2 имеют $i_{\text{dc}} < 2 \times 10^{-7} \text{ А}$ [13]; для экспериментов был отобран фотодиод с $i_{\text{dc}} \simeq 4 \times 10^{-8} \text{ А}$. При таком темновом токе и $m = 3$, а также с учетом того, что $N_{\text{ql}} = 2m^2 F/\eta$, получаем

$$\frac{4i_{\text{der}}\tau_e}{\gamma\eta N_{\text{ql}}e} > \frac{2i_{\text{dc}}\tau_e}{\gamma m^2 Fe} \approx 10^3 \gg 1,$$

и, следовательно, единицей в квадратных скобках в (13) можно пренебречь.

При достаточно большом коэффициенте усиления АКФ третье слагаемое под корнем будет много больше второго. Пренебрежем шумами электронного усилителя и потребуем, чтобы третье слагаемое было в 10 раз больше второго. Тогда на $\langle K_{sb}^2 \rangle$ необходимо наложить условие

$$\langle K_{sb}^2 \rangle^{1/2} > \left(\frac{4}{\pi} \right)^2 \frac{(20F)^{1/2}}{(1+\beta)\eta T} \left(\frac{\gamma i_{dc}}{ec\Delta v_{eff}^c} \right)^{1/2} \times \frac{1}{(o_r/o_d)[\Psi(o_r/o_d)]^{1/2}}. \quad (14)$$

Поскольку $(o_r/o_d)[\Psi(o_r/o_d)]^{1/2}$ монотонно растет с увеличением o_r/o_d , то правая часть (14) монотонно уменьшается. Взяв ее значение при $o_r = o_d$, получим следующее условие:

$$K_0 \simeq 2\langle K_{sb}^2 \rangle^{1/2} > \frac{20}{\eta T(1+\beta)} \left(\frac{4}{\pi} \right)^2 \left(\frac{Fi_{dc}}{3ec\Delta v_{eff}^c} \right)^{1/2} \simeq \frac{2.6 \times 10^3}{(1+\beta)T}.$$

В случае использования МКФ требуется, чтобы K_0 было больше или равнялось 2×10^5 , если $\beta = 1$. При использовании интерференционного фильтра, когда $T = 0.24$, должно выполняться условие $K_0 > 5.4 \times 10^3$, а без фильтров необходимо, чтобы K_0 превышало 1.8×10^3 . При выполнении этих условий формула (13) упрощается:

$$N_{min}^{\beta \neq 0} \simeq m \left(\frac{\pi}{4} \right)^2 \Theta(o_r/o_d) (c\Delta v_{eff}^c \tau_e)^{1/2} \frac{\langle K_{sb}^2 \rangle^{1/2}}{K_s} (1+\beta). \quad (15)$$

Если $o_r/o_d \gg 1$, то $\Theta(o_r/o_d) \simeq (4/\pi)(o_r/o_d)^{1/2}$, и в отсутствие фонового излучения ($\beta = 0$)

$$N_{min}^{\beta=0} \simeq m \frac{\pi}{4} \frac{\langle K_{sb}^2 \rangle^{1/2}}{K_s} \left(c\Delta v_{eff}^c \tau_e \frac{o_r}{o_d} \right)^{1/2}.$$

Для гауссова контура линии усиления АКФ и равномерной частотной характеристики электронного усилителя эта формула принимает вид, в котором она была получена в [4]:

$$N_{min}^{\beta=0} = m \left(\frac{\alpha c\Delta v_{1/2}^c o_r}{2 \Pi_e o_d} \right)^{1/2} \frac{\langle K_{sb}^2 \rangle^{1/2}}{K_s},$$

где

$$\alpha = \frac{\pi^2 \sqrt{\pi}}{32(\ln 2)^{1/2}}.$$

Если $o_r/o_d \simeq 1$, то $\Theta \simeq (4/\pi)^2$, и из (15) получаем

$$N_{min}^{\beta \neq 0} \simeq m (c\Delta v_{eff}^c \tau_e)^{1/2} \frac{\langle K_{sb}^2 \rangle^{1/2}}{K_s} (1+\beta) = m \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2(\ln 2)^{1/2}} c\Delta v_{1/2}^c \tau_e \right]^{1/2} \frac{\langle K_{sb}^2 \rangle^{1/2}}{K_s} (1+\beta). \quad (16)$$

Поскольку плоский угол приема в 1.2 раза больше

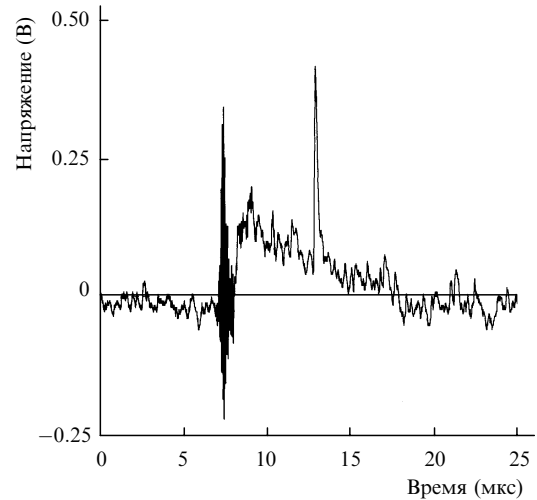


Рис.3. Оциллограмма напряжения на выходе электронного усилителя при подаче на фотодиод импульсного оптического сигнала и излучения ИСИ-1 с выхода АКФ (время усреднения $\tau_e = 90$ нс).

дифракционного угла, то в экспериментах $\Theta \simeq 1.69$ и произведение $(\pi/4)^2 \times 1.69 \simeq 1.04$. Соответственно для сопоставления с экспериментом будем использовать формулу (16), правая часть которой умножена на коэффициент, равный 1.04.

Отношение $N_{min}^{\beta \neq 0}/N_{min}^{\beta=0} = 1+\beta$ показывает, во сколько раз уменьшается чувствительность ЛПУ при наличии фонового излучения. Мы видим, что чем больше β , тем ниже чувствительность приемного устройства. Двукратное уменьшение чувствительности соответствует $\beta = 1$, т.е. $I_{\lambda o}^{bgr} = I_{\lambda o}^{vac}$ на той длине волны, на которой ведется прием сигналов. Напомним, что спектральная плотность яркости плазмы ИСИ-1 сквозь упомянутые выше оптические элементы оптического тракта практически равна спектральной плотности яркости вакуума. Таким образом, при приеме сигналов на фоне излучения ИСИ-1 в описанных выше экспериментальных условиях должно наблюдаться двукратное уменьшение чувствительности рассматриваемого ЛПУ.

6. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис.3 показана типичная оциллограмма напряжения на выходе электронного усилителя при подаче на фотодиод импульсного оптического сигнала и излучения ИСИ-1 с выхода АКФ. До момента включения ИСИ-1 (до момента времени 7.5 мкс) флукутации напряжения обусловлены усиленным в АКФ спонтанным излучением, после включения ИСИ-1 амплитуда флукутаций определяется суммарным действием усиленных спонтанного и попавшего в полосу усиления АКФ фонового излучений. Для определения чувствительности ЛПУ измерялась дисперсия флукутаций амплитуды напряжения на выходе электронного усилителя. При работе с ИСИ-1 дисперсия амплитуды измерялась только во время действия его импульса излучения. Результаты экспериментов сведены в табл.1. Из нее видно, что при $m = 3$ в отсутствие МКФ чувствительность ЛПУ составила в среднем 9 фотонов (опыты 1–3), при наличии МКФ – в среднем 11 фотонов (опыты 4, 5), а при включении ИСИ-1 – в среднем 20 фотонов (опыты 6–8). Основной вклад в погрешность эксперимента вносила погрешность кали-

Табл.1.

Номер опыта	$T_n^2 T_w^2 R_{16}$	T	K_s	$\langle K_{sb}^2 \rangle^{1/2} / K_0$	N_{\min}^{exp} (фот.)	N_{\min}^{theor} (фот.)	Примечание
1		0.74	7.7×10^3	0.49	6		–
2	1	0.74	1.7×10^3	0.51	13	9	–
3		0.74	2.1×10^3	0.50	8		–
4			3.1×10^5	0.49	12	11	МКФ
5			2.5×10^5	0.49	10		МКФ
6	8.9×10^{-3}	6.6×10^{-3}	5.4×10^5	0.47	17		МКФ + ИСИ-1
7			4.0×10^5	0.48	19	20	МКФ + ИСИ-1
8			2.8×10^5	0.49	24		МКФ + ИСИ-1

бровки фотодиодов и пропускания фильтров, суммарная погрешность не превышала $\pm 20\%$.

Проведем теперь расчет чувствительности исследованного в наших экспериментах ЛПУ. Подстановка рассчитанных по формуле (8) отношений $\langle K_{sp}^2 \rangle^{1/2} / K_0$ (табл.1) в формулу (16) при учете того, что активная среда в опытах 1–3 разогревалась в процессе фотолиза примерно до 450 К, а в опытах 4–8 – до 600 К, дает при $m = 3$ в отсутствие излучения ИСИ-1 для опытов 1–3 и 4, 5 соответственно $N_{\min}^{\beta=0} \simeq 8$ и ~ 9 фотонов, что весьма близко к экспериментальным средним значениям 9 и 11 фотонов. Умножая второе теоретическое значение $N_{\min}^{\beta=0}$ на $1 + \beta \simeq 2$, получаем что чувствительность данного ЛПУ при работе на фоне плазмы ИСИ-1 составляет 18 фотонов, что также хорошо согласуется со средним значением 20 фотонов, полученным в опытах 6–8.

Теперь мы можем с уверенностью рассчитать, как изменится чувствительность ЛПУ при работе на фоне солнечного диска. Для сравнения I_{vo}^{vac} со спектральной плотностью яркости солнечного диска, приведенной в справочниках, последнюю удобнее определять не в единичном интервале частот, а в единичном интервале длин волн, выраженном в микрометрах.

Связь между этими двумя определениями спектральной плотности яркости задается формулой $I_{\lambda o} = 10^4 \times I_{vo} / \lambda^2$, где λ берется в микрометрах. Тогда для $\lambda = 1.315$ мкм имеем $I_{\lambda o}^{\text{vac}} = 1.5 \times 10^7$ Вт/(м²·мкм·ср). Вычисленная по формуле Планка [7] спектральная плотность яркости солнечного диска на этой же длине волны составила 2.9×10^6 Вт/(м²·мкм·ср). Однако из-за влияния атмосферы, по данным [14], на земной поверхности она примерно в 1.6 раза меньше, чем за пределами атмосферы, и составляет для одной из поляризаций 1.88×10^6 Вт/(м²·мкм·ср), т. е. $\beta_{\text{sun}} \simeq 1/8$. Таким образом, при работе на фоне солнечного диска чувствительность ЛПУ с иодным фотодиссоционным АКФ должна ухудшиться только на 12%.

Отметим, что из-за малости β_{sun} коэффициент усиления АКФ, при котором излучение Солнца, не попавшее в линию усиления АКФ, не будет влиять на чувствительность данного ЛПУ, изменится в $2\sqrt{\beta_{\text{sun}}}/(1 + \beta_{\text{sun}})$ раз. Так, при использовании интерференционного фильтра с указанными выше характеристиками необходимо выполнение условия $\langle K_{sb}^2 \rangle^{1/2} > 7.7 \times 10^2$, что соответствует условию $K_0 > 1.5 \times 10^3$.

На основании этого можно утверждать, что ЛПУ с иодным АКФ является приемным устройством высокой помехозащищенности, для нарушения работы которого необходима весьма высокоэнергетическая помеха, существенно превосходящая по яркости солнечный диск и попадающая в очень узкую полосу усиления АКФ.

Проанализируем влияние фонового излучения на чувствительность приемного устройства без АКФ, в котором в качестве фотоприемника используется ФЭУ, являющийся наиболее чувствительным фотоприемником видимого диапазона [15, 16]. Уравнение для чувствительности приемного устройства без АКФ можно получить из уравнения (11), если в нем сделать предельный переход при $K_{sb} \rightarrow 1$. Тогда $\langle K_{sb} \rangle \rightarrow 0$, $\langle K_{sp}^2 \rangle \rightarrow 0$, и уравнение (11) преобразуется в уравнение для чувствительности приемного устройства, в котором уже нет АКФ, а сигнал и фоновое излучение непосредственно попадают на интерференционный фильтр:

$$\begin{aligned} \left(N_{\min}^{\beta \neq 0} \right)^2 &= \frac{\gamma N_{\text{ql}} / T}{L(o_r / o_d)} N_{\min}^{\beta \neq 0} \\ &= m^2 \left(\frac{\pi}{4} \right)^4 c \Delta v \tau_e \Theta^2 \beta (\Xi + \beta) + \frac{\gamma N_{\text{ql}} / T^2}{L^2(o_r / o_d)} \frac{i_{\text{der}} \tau_e}{\eta e}. \end{aligned} \quad (17)$$

Заметим, что для ФЭУ коэффициент шума $F = 1$, тем не менее для всех природных источников фонового излучения $\Xi \gg \beta$. Действительно, если используются интерференционный фильтр с $T_i = 0.3$ ($T = 0.25$) и ФЭУ с $\eta = 0.25$, то даже при $m = 1$ получаем $\Xi > 10$, что во много раз больше β даже для более яркого, чем Солнце, источника излучения. Это значит, что статистика фонового излучения не вносит вклада в дисперсию флуктуаций напряжения на выходе электронного усилителя, которая обусловлена, главным образом, статистикой фотоотсчетов. Тогда, решив уравнение (17), получим, что при наличии фонового излучения чувствительность приемного устройства

$$\begin{aligned} N_{\min}^{\beta \neq 0} &= \frac{\gamma N_{\text{ql}}}{2L(o_r / o_d)T} \left\{ 1 + \left[1 + \frac{4\tau_e}{\gamma N_{\text{ql}}} \left(\frac{i_{\text{der}}}{\eta e} + \left(\frac{\pi}{4} \right)^2 \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \left. \times \frac{o_r}{o_d} c \Delta v \beta T \right) \right]^{1/2} \right\}. \end{aligned} \quad (18)$$

Отметим, что если в (18) положить $\beta = 0$ и темновой ток $i_{\text{dc}} = 0$, т. е. оставить только шумы электронного усилителя (см. формулу (7) для i_{der}), то (18) будет соответствовать, например, формуле (14.4.35) на стр.361 книги [9].

Поскольку с увеличением o_r функция Рэлея $L(o_r / o_d) \rightarrow 1$, то $N_{\min}^{\beta=0}$ стремится к минимальной чувствительности, которая будет получена из формулы (18), если в ней положить $\beta = 0$, $L(o_r / o_d) = 1$. Вычислим эту минимальную чувствительность для приемного устройства с ФЭУ-115 ($\lambda = 694$ нм, $\hbar\omega = 2.86 \times 10^{-19}$ Дж, $\eta \simeq 0.25$, $i_{\text{dc}} \ll 10^{-12}$ А) [16] и интерференционным фильтром с тем же, что и при анализе ЛПУ с иодным АКФ, пропусканием $T_i = 0.3$ и такой же шириной полосы $\Delta\lambda_i = 5$ нм, но с центром по-

лосы на $\lambda = 694$ нм ($\Delta\nu_1 \approx 100$ см⁻¹). Для $\tau_e = 90$ нс имеем $4i_{dc}\tau_e/(\gamma N_{ql}qe) \ll m^{-2}$; следовательно, шумы, связанные с темновым током ФЭУ, практически не влияют на чувствительность приемного устройства. То же самое будем предполагать относительно шумов электронного усилителя. Тогда, считая $F = 1$, получаем $N_{\min}^{\beta=0} = \gamma N_{ql}/T = 8m^2\gamma/T = 120$ фотонов при $m = 3$. Однако надо иметь в виду, что с увеличением σ_r/σ_d возрастает влияние фонового излучения на чувствительность приемного устройства (см. (18)). Для каждой конкретной ситуации существует оптимальное отношение σ_r/σ_d , при котором $N_{\min}^{\beta \neq 0}$ минимально.

Оценим чувствительность приемного устройства с ФЭУ при приеме сигналов на фоне солнечного диска. Так как на длине волны $\lambda = 694$ нм $I_{\lambda o}^{vac} \approx 3.7 \times 10^8$ Вт/(м²·мкм·ср), а спектральная плотность яркости солнечного диска $I_{\lambda o}^{sun}$, наблюдаемая у поверхности Земли сквозь атмосферу на этой длине волны, составляет $\sim 7.5 \times 10^6$ Вт/(м²·мкм·ср), то $\beta_{sun} \approx 2 \times 10^{-2}$, и при $\tau_e = 90$ нс наименьшая чувствительность рассматриваемого приемного устройства $N_{\min}^{\beta \neq 0} \approx 1400$ фотонов достигается при $\sigma_r/\sigma_d \approx 1.9$, т.е. по сравнению с работой в ночных условиях она хуже в 12 раз и почти в 150 раз хуже чувствительности ЛПУ с иодным АКФ.

7. Заключение

Проведенное экспериментальное исследование влияния фоновой засветки на чувствительность лазерного приемного устройства с иодным активным квантовым фильтром ($\lambda = 1.315$ мкм) показало, что при приеме импульсного сигнала длительностью 40 нс на фоне ослабленного в 2.5 раза излучения импульсного источника света с яркостной температурой 4×10^4 К чувствительность такого приемного устройства при отношении сигнал/шум, равном 3, и дифракционном угле приема составляет 20 фотонов. Это согласуется с результатами теоретического рассмотрения и позволяет утверждать, что при приеме оптических сигналов на фоне солнечного диска чувствительность данного приемного устройства должна ухудшиться всего на 12%, т.е. практически остаться на уровне квантового предела. Таким образом, фоновая засветка от солнечного диска, а тем более от дневного неба практически не будет влиять на чувствительность ЛПУ с иодным АКФ, и оно сможет работать с предельной квантовой чувствительностью как в ночное, так и в дневное время.

Проведенное сравнение данного приемного устройства с приемным устройством, в котором используется ФЭУ видимого диапазона, показало, что чувствитель-

ность приемного устройства с ФЭУ-115 для оптических сигналов с теми же параметрами на фоне солнечного диска при ширине полосы пропускания интерференционного фильтра 5 нм и отношении сигнал/шум, равном 3, составляет примерно 1400 фотонов, что в 12 раз больше, чем при работе ночью. Таким образом, помехозащищенность ЛПУ с иодным фотодиссоционным АКФ существенно превосходит помехозащищенность приемного устройства с ФЭУ. В связи с этим ЛПУ с иодным АКФ может быть охарактеризовано как приемное устройство высокой помехозащищенности.

Полученные результаты показывают, что ЛПУ с иодным АКФ, способное работать при любых природных фоновых засветках, может быть использовано для выделения и регистрации на фоне солнечного диска однофотонных сигналов от точечных объектов и для формирования на фоне солнечного диска изображений удаленных объектов, подсвеченных лазерным излучением с длиной волны, попадающей в полосу усиления АКФ.

Авторы выражают признательность И.М.Сизовой за полезные обсуждения и помощь в работе.

1. Нартов С.С., Носач О.Ю. *Препринт ФИАН № 21* (М., 1994).
2. Земсков Е.М., Казанский В.М., Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю. Патент № 2133533 РФ от 30.09.1997 г. *Изобретения*, № 20, 480 (1999).
3. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Патент № 2152056 РФ от 23.06.1999 г. *Изобретения*, № 18, 434 (2000).
4. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. *Квантовая электроника*, **30**, 833 (2000).
5. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. *Квантовая электроника*, **31**, 419 (2001).
6. Носач О.Ю., Орлов Е.П. *Препринт ФИАН № 20* (М., 1994).
7. Яворский Б.М., Детлаф А.А. *Справочник по физике* (М.: Наука, 1971, с. 697).
8. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. *Препринт ФИАН № 27* (М., 2001).
9. Гауэр Дж. *Оптические системы связи* (М.: Радио и связь, 1989).
10. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
11. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. *Введение в статистическую оптику и радиопфизику* (М.: Наука, 1981).
12. Ареки Ф., Скалли М. и др. *Квантовые флуктуации излучения лазера* (М.: Мир, 1974).
13. Анисимова И.Д., Викулин И.М., Зайтов Ф.А., Курмашов Ш.Д. *Полупроводниковые фотоприемники: ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра* (М.: Радио и связь, 1984, с.86).
14. Изнар А.Н. и др. *Оптико-электронные приборы космических аппаратов* (М.: Машиностроение, 1972).
15. *Electron tubes (data handbook). Book T9. Photo and electron multipliers* (Philips, 1985).
16. Гаванин В.А., Дукор С.Г., Фельдман В.Е., Чемерицын А.А. В сб. *Импульсная фотометрия* (Л.: Машиностроение, 1979, с.225).