

Р. Д. БАГЛАЙ, А. М. ИСКОЛЬДСКИЙ,
 М. И. КУДРЯШОВ, Ю. Е. НЕСТЕРИХИН
 (Новосибирск)

**ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЙ РЕГИСТРАТОР «СПЕКТР»
 КАК ЭЛЕМЕНТ СИСТЕМЫ АВТОМАТИЗАЦИИ
 СПЕКТРАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

Введение. Данные, которые можно получить из анализа спектрального состава излучения, сопровождающего быстропротекающие процессы, несут ценную информацию [1]. Наибольший интерес представляют такие характеристики спектров, как спектральный состав, отношение интенсивностей двух спектральных линий, отношение интенсивностей излучения в разных участках континуума, полуширина, асимметрия и форма контура атомной линии, время возбуждения и время релаксации интенсивности и, наконец, абсолютная интенсивность. Для записи пространственного распределения интенсивности света в выходной плоскости спектрального прибора могут быть применены различные системы, однако электронно-оптические регистраторы являются наиболее эффективным инструментом исследования процессов с характерными временами 10^{-8} — 10^{-6} с.

Одним из таких приборов является регистратор «Спектр», который осуществляет быстрое преобразование одномерного пространственного распределения интенсивности света в электрический сигнал [2, 3]. Основным узлом регистратора является двойной электронно-оптический преобразователь ЛИ-602 с электростатическими системами фокусировки и отклонения электронного изображения (рис. 1). Преобразователь представляет собой диссектор со щелью. Внутри входной электронно-оптической камеры диссектора располагаются отклоняющие пласти-

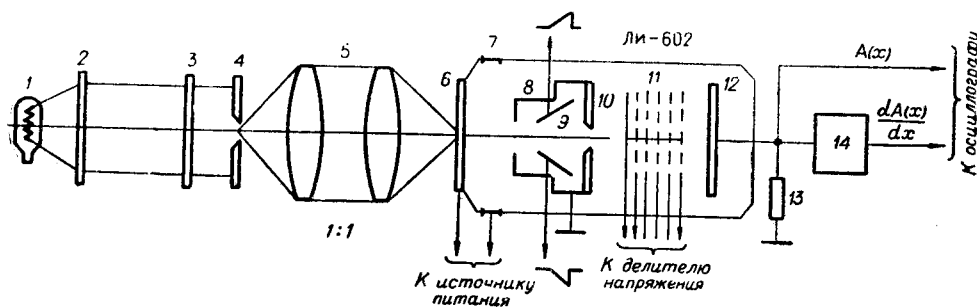


Рис. 1. Схема измерения характеристик ЛИ-602:

1 — осветительная лампа; 2 — ослабитель; 3 — рассеивающая поверхность; 4 — щель; 5 — объектив; 6 — фотокатод; 7 — фокусирующий электрод; 8 — анод; 9 — отклоняющие пластины; 10 — щель; 11 — динодная система; 12 — коллектор; 13 — сопротивление нагрузки; 14 — дифференцирующая RC-цепь.

ны. В плоскости фокусировки электронного изображения имеется щель, за которой находится вторичноэмиссионная пленка и диодная система фотоумножителя. Электронное изображение спроектированного на фотокатод участка спектра сканируется пилообразным напряжением мимо щели. При этом на сопротивлении нагрузки выделяется сигнал, форма которого соответствует пространственному распределению интенсивности света на фотокатоде.

При исследовании сверхбыстрых процессов выходной сигнал, как правило, подается на скоростной осциллограф и получаемая осциллограмма фиксируется на фотопленке.

В некоторых случаях электрический сигнал может быть введен непосредственно в ЭВМ для соответствующей математической обработки.

В настоящей работе рассмотрены систематические погрешности и шумы регистратора; дано описание конструктивного выполнения механических и электронных блоков; построена математическая модель регистратора как пассивного фильтра; приведены результаты типичных экспериментов, выполненных с помощью разработанной аппаратуры; изложены некоторые методы устранения систематических и случайных ошибок.

Основной задачей регистратора является неискаженное воспроизведение соотношений в контрасте исходной световой картины.

Как следует из [4], имеет смысл рассматривать два характерных случая: 1) запись изображений большой интенсивности, когда можно пренебречь случайной ошибкой в контрасте и рассматривать регистратор как пассивный фильтр и когда основными ошибками являются систематические; 2) запись пороговых изображений, где основное внимание следует уделять чувствительности системы и шумам.

1. Характеристики регистратора в режиме считывания изображений большой интенсивности. При большой интенсивности сигнала на входе можно пренебречь собственными шумами и флуктуациями коэффициента усиления прибора и рассматривать регистратор как пассивный фильтр пространственных частот, параметры которого изменяются по полю фотокатода. Такой фильтр можно характеризовать формой аппаратной функции либо частотно-контрастной характеристикой (ЧКХ). Знание формы аппаратной функции (импульсной реакции) несет больше информации о свойствах фильтра, поскольку ЧКХ представляет собой лишь модуль спектра аппаратной функции

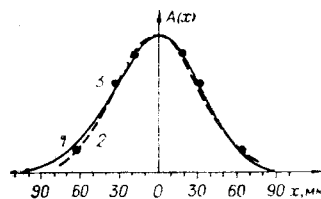


Рис. 2. Аппаратные функции прибора для центральной области фотокатода:

1 — экспериментальная кривая; 2 — аппроксимация гауссовой функцией; 3 — ординаты аппроксимации сверткой по формуле (3).

$$H(\nu) = \left| \frac{\int_{-\infty}^{\infty} A(x) \exp(-j 2 \pi \nu x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} A(x) dx} \right|. \quad (1)$$

В связи с этим целесообразно найти сначала форму аппаратной функции регистратора $A(x)$. Данная характеристика определялась нами методом «бесконечно» узкой щели (см. рис. 1) в режиме считывания изображения большой интенсивности, не выходящей, однако, за пределы линейной области люкс-амперной характеристики [3].

Полученная экспериментальная кривая одномерной аппаратной функции для центральной области фотокатода хорошо описывается гауссовой функцией (рис. 2)

$$A(x) = \frac{1}{\bar{\sigma}(0) \sqrt{2\pi}} \exp\left(-x/2\bar{\sigma}(0)\right), \quad (2)$$

где $\sigma(0) = 0,032$ мм — параметр для центральной области фотокатода. Влияние конечности ширины внутренней щели прибора ($b = 0,04$ мм) учитывает аппаратная функция вида

$$A(x) = \frac{1}{2b} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{b+2x}{2\sqrt{2}\bar{\sigma}(0)}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{b-2x}{2\sqrt{2}\bar{\sigma}(0)}\right) \right]. \quad (3)$$

При смещении изображения тест-объекта от центра к краю фотокатода аппаратная функция уширялась, но с достаточной для практики точностью оставалась гауссовой. На рис. 3 представлена зависимость параметра $\bar{\sigma}(x)$ от расстояния x между изображением тест-объекта на фотокатоде и центром фотокатода, хорошо аппроксимируемая параболой

$$\bar{\sigma}(x) \approx 32 + 1,45 x^2, \quad (4)$$

где σ в мк; x в мм.

Более подробно данные рис. 3 обсуждаются в [3]. Там же показано, что амплитуда сигнала падает при смещении изображения щели от центра к краю фотокатода в соответствии с ростом величины $\sigma(x)$. Зависимости (2), (4) используются в дальнейшем при устранении систематических погрешностей (п. 5, 6). Заметим, что для систем, имеющих аппаратную функцию (2), ЧКХ имеет вид $H(\nu) = \exp[-2(\pi\nu\bar{\sigma})^2]$. На рис. 4 приведена расчетная зависимость $H(\nu)$ от угла перекоса между проектируемой и считывающей щелями, из которой видно, что параллельность щелей необходимо выдерживать с точностью до 1 мин. Сильное падение разрешения на краю фотокатода ограничивает величину рабочей области, которую можно принять равной 16 мм.

Пространственная аппаратная функция $A(x)$, определяемая (2), характеризует прибор в условиях, когда искажения формы импульса, возникающими после преобразования «пространство — время», осуще-

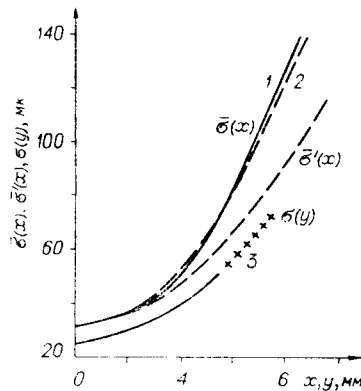


Рис. 3. Зависимость параметров гауссовых аппаратных функций: 1 — экспериментальные данные; 2 — аппроксимация; 3 — экстраполяция: $\bar{\sigma}(x)$ для прибора в целом (с дисторсией); $\bar{\sigma}'(x)$ — то же, после аналитического исключения влияния дисторсии; $\sigma(y)$ для электронной оптики (получена перемещением укороченного тест-объекта).

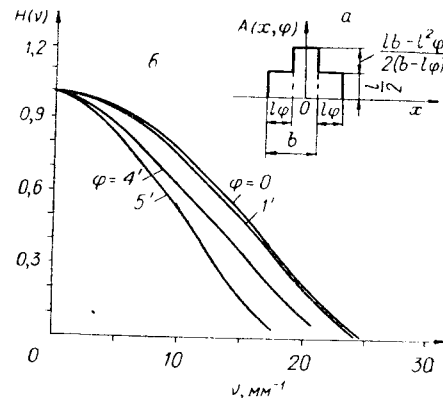


Рис. 4. Аппаратная функция системы двух непараллельных щелей (а) и зависимость ЧКХ от угла перекоса между щелями (б):

b — ширина щели прибора; l — высота щели; φ — угол перекоса.

ствляемого с помощью отклоняющих пластин и считывающей щели, можно пренебречь.

Необходимо также знать «временную аппаратную функцию» прибора $g_1(t)$, обусловленную разбросом времени пролета электронов в диодной системе. Она представляет собой производную от временной переходной характеристики. Переходная характеристика определялась экспериментально при подаче на вход прибора прямоугольного светового импульса с фронтом $\tau_f \approx 1$ нс, сформированного светодиодом (напряжение на отклоняющих пластинах при этом отсутствовало). Полученная функция $g_1(t)$ в первом приближении является гауссовой с параметром $\sigma_1 \approx 3$ нс. Функция $g_1(t)$ играет роль при больших скоростях сканирования dU_p/dt . Поэтому можно выбрать некоторую «предельную» скорость развертки $(dU_p/dt)_{\max}$, потребовав, например, чтобы ухудшение разрешения, связанное с конечностью полуширины $A(x)$ и $g_1(t)$, было одинаковым. При этой скорости развертки число разрешаемых элементов изображения в $\sqrt{2}$ раз меньше, чем при медленном сканировании. Поскольку σ [мм] преобразуется в $\bar{\sigma}$ [с] = σ [мм] $\gamma (dU_p/dt)^{-1}$, то, положив $\bar{\sigma}$ [с] = σ_1 [с], получим для центральной области фотокатода $(dU_p/dt)_{\max} = \gamma \sigma(0)/\sigma_1 \approx 1$ кВ/мкс. Здесь $\gamma \approx 100$ В/мм — чувствительность отклоняющих пластин ЛИ-602.

Максимальная амплитуда парафазного напряжения, необходимая для сканирования рабочего участка фотокатода $2x_{\max}$, равна $U_p = \gamma x_{\max} \approx 800$ В, а полное время сканирования

$$T = 2U_{p\max}/(dU_p/dt)_{\max} \approx 1,6 \text{ мкс.}$$

В условиях, когда $\sigma = \sigma_1$, пространственно-временная аппаратная функция $A_2(t)$, являющаяся сверткой $A(t)$ и $g_1(t)$, имеет $\sigma_2 = \sqrt{2} \sigma_1$. Разлагая $A_2(t)$ в спектр, можно найти «предельно разрешаемую» (по Релею) частоту $\nu_0 \approx 1/3\sigma_2$ [3]. Для воспроизведения сигнала с частотой ν_0 без искажения необходимо иметь полосу осциллографического тракта $\Delta f > \nu_0 \approx 80$ МГц.

Аппаратная функция $g(t)$ является симметричной в том случае, когда сопротивление нагрузки $R_n = 75$ Ом. При $R_n > 75$ Ом $g(t) \neq g_1(t)$ и на форму $g(t)$ влияет реакция $g_2(t)$ интегрирующей цепи, обусловленная паразитной емкостью диссектора $C_n \approx 20$ пФ и сопротивлением R_n . Учет влияния $g_2(t)$ на форму полной аппаратной функции рассматривается в п. 5.

Здесь определены некоторые параметры, которыми должны обладать управляющие блоки системы, и найдены аналитические зависимости, характеризующие работу регистратора в режиме пассивного фильтра. Анализируя работу регистратора при слабых световых нагрузках, мы найдем оптимальные режимы питания прибора.

2. Регистратор в режиме считывания изображений пороговой интенсивности. Наиболее существенными факторами в этом режиме являются: квантовая эффективность фотокатода, статистические характеристики шума, пороговые свойства системы.

Вначале определим оптимальные с точки зрения отношения сигнал/шум режимы питания электронно-оптического и диодного узлов прибора.

На рис. 5 приведены зависимости относительного коэффициента усиления прибора K/K_{\max} от напряжения на электронно-оптическом преобразователе $U_{\text{ЭОП}}$ при различных напряжениях питания диодного узла (электронного усилителя) $U_{\text{ЭУ}}$. Очевидно, следует работать при $U_{\text{ЭОП}} \approx 11$ кВ, когда K/K_{\max} достигает наибольшего значения и сла-

бо зависит от нестабильности $U_{ЭОП}$. Спад коэффициента усиления при $U_{ЭОП} > 12$ кВ связан, по-видимому, с падением коэффициента размножения электронов в пленке со вторичной эмиссией на прострел, установленной на входе диодной системы (см. рис. 1).

На рис. 6 представлены зависимости тока сигнала \bar{I}_c , темнового (шумового) тока $\bar{I}_ш$ и их отношения $\bar{I}_c/\bar{I}_ш$ от величины общего напряжения на диодах $U_{ЭУ}$. Максимум отношения реализуется при

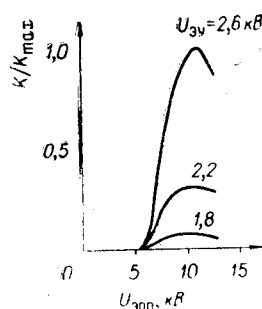


Рис. 5. Зависимость относительного коэффициента усиления прибора от напряжения питания.

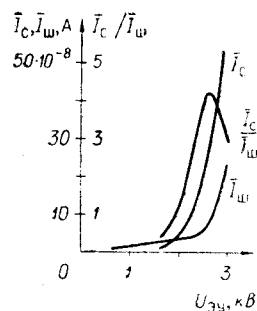


Рис. 6. Зависимость тока сигнала, шума и их отношения от напряжения $U_{ЭУ}$ при $U_{ЭОП} = 11$ кВ.

$U_{ЭУ} \approx 2,6$ кВ. В оптимальном режиме ($U_{ЭОП} = 11$ кВ, $U_{ЭУ} = 2,6$ кВ) средний коэффициент усиления прибора по току $\bar{K} \approx 2,5 \cdot 10^7$, а установившееся значение темнового тока (после выдержки под напряжениями в течение 1,5 ч) $\bar{I}_ш = (2 \div 4) \cdot 10^{-8}$ А.

Прежде чем перейти к анализу статистических свойств регистратора, сделаем некоторые предварительные замечания. Поскольку разрешаемое время регистратора $\Delta t = 1/\nu_0 \approx 4,2$ нс конечно, то среднее число электронов, поступающих на вход системы умножения за это время \bar{n} , может

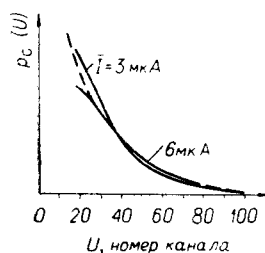


Рис. 7. Амплитудные распределения импульсов сигнала, снятые при $\bar{I}_c = 3$ мкА, $\bar{I}_c = 6$ мкА ($\bar{n} \approx 1$) (— — теоретическая кривая, соответствующая распределению коэффициента усиления).

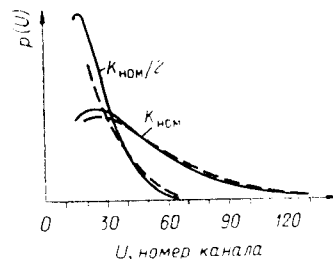


Рис. 8. Амплитудные распределения двухэлектронных ($\bar{n} = 2$) импульсов сигнала в зависимости от коэффициента усиления (режим $K_{НОМ}/2$ осуществлялся уменьшением напряжения между вторичноэмиссионной пленкой и первым диодом): — — экспериментальные данные ($\bar{I} = 11 \div 13$ мкА), — — теоретические.

быть любым. Статистика зарядов на выходе при этом зависит как от статистики процесса размножения электронов, так и от n .

Статистические распределения коэффициента усиления $p(K)$ можно найти исследовав предварительно статистику амплитуд напряжения $U = eK/C_n$ (e — заряд электрона), пропорционального заряду в импульсе. Для этого ток в импульсе интегрировался RC -цепочкой с постоянной времени $\tau \gg \Delta t$. Искажения амплитудных распределений, связанные с наложением последовательных импульсов, практически отсутствовали [5].

На рис. 7 и 8 представлены распределения, характеризующие статистику амплитуды импульсов заряда от сигнальных электронов с входного фотокатода для $\bar{n}=1$ и $\bar{n}=2$. Эти кривые хорошо описываются гамма-распределениями вида

$$p(U) = \begin{cases} \frac{U^{\bar{n}-1} \exp(-U/\bar{U})}{(\bar{U})^{\bar{n}} (\bar{n}-1)!} & \text{для целых } \bar{n}; \\ \frac{U^{\bar{n}-1} \exp(-U/\bar{U})}{(\bar{U})^{\bar{n}} \Gamma(\bar{n})} & \text{для нецелых } \bar{n}. \end{cases} \quad (5)$$

где \bar{n} — среднее число электронов, попавших на умножительную систему диссектора за разрешаемое время Δt схемы измерения; \bar{U} — средняя амплитуда напряжения, соответствующая $n=1$; $\Gamma(\bar{n})$ — гамма-функция.

При $\bar{n}=1$, используя соотношение $U = eK/C_n$, получим выражение для плотности вероятности коэффициента усиления

$$p(K) = \frac{1}{K} \exp(-K/\bar{K}).$$

Распределение шума $p_{ш}(U)$, представленное на рис. 9, описывается также (5), где $\bar{U}_{ш} = U_c (n=1)/2$, так как основным элементом, дающим вклад в темновой ток, является прострельная пленка, имеющая средний коэффициент размножения электронов сигнала приблизительно равным 2.

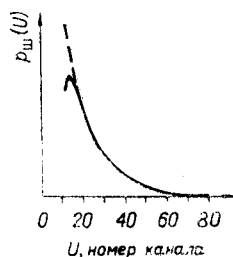


Рис. 9. Амплитудное распределение импульсов шума:

— экспериментальная кривая, — — — теоретическая ($\bar{n}=1$; $\bar{U}_{ш}$ соответствует 12 каналам. Расхождение между кривыми обусловлено нелинейностью анализатора в малых каналах).

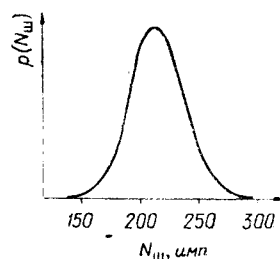


Рис. 10. Экспериментальное распределение числа шумовых импульсов над порогом:

$$\bar{N}_{ш} = 1,1 \cdot 10^4 \text{ имп/с}; T = 0,1 \text{ с}; \\ U_{ш} = 0,16; \int_0^{\infty} p_{ш}(U) dU = 0,19,$$

Кроме статистических характеристик (5), представляет интерес распределение $p_T(N_{\text{шп}})$ числа шумовых импульсов $N_{\text{шп}}$ над порогом U_n за фиксированный интервал времени T , характеризующее чувствительность регистратора в режиме счета одиночных импульсов.

На рис. 10 приведено подобное распределение, полученное в условиях, когда среднее время между импульсами шума существенно больше τ .

Это распределение близко к пуассоновскому и с учетом амплитудного распределения шума $p_{\text{ш}}(U)$ имеет вид

$$p_T(N_{\text{шп}}) = \frac{1}{N_{\text{шп}}!} (\bar{N}_{\text{ш}} T \int_{U_n}^{\infty} p_{\text{ш}}(U) dU)^{N_{\text{шп}}} \exp(-\bar{N}_{\text{ш}} T \int_{U_n}^{\infty} p_{\text{ш}}(U) dU), \quad (6)$$

где $\bar{N}_{\text{ш}} = \bar{N}_{\text{шп}}(T)/T \int_{U_n}^{\infty} p_{\text{ш}}(U) dU$ — интенсивность шума в имп/с;

$\bar{N}_{\text{шп}}(T)$ — среднее число импульсов над порогом, регистрируемое экспериментально. Используя (6) и данные рис. 10, получим среднюю частоту импульсов шума $\bar{N}_{\text{ш}} \approx 10^4$ имп/с. Данное значение близко к $\bar{N}_{\text{ш}} = \bar{I}_{\text{ш}}/eK$.

Зная статистические характеристики (5), (6), можно сделать некоторые представляющие интерес оценки. Рассмотрим работу системы при регистрации слабых стационарных световых потоков методом счета числа импульсов над порогом.

Пусть интенсивность сигнала такова, что при $U_n = 0$ число шумовых импульсов равно числу сигнальных, т. е. $\bar{N}_c/\bar{N}_{\text{ш}} = 1$, а интервал между импульсами существенно больше длительности импульсов. Тогда вероятность пропуска сигнала $P_{\text{пр}} = 0$, а вероятность ложной тревоги, обусловленная наличием шумовых отсчетов, $P_{\text{л.т}} = 0,5$.

Используя то обстоятельство, что $\bar{U}_c = 2\bar{U}_{\text{ш}}$, а распределения $p_c(U)$ и $p_{\text{ш}}(U)$ близки к экспоненциальным, можно выбрать порог таким образом, чтобы $P_{\text{пр}} = P_{\text{л.т}}$. Производя соответствующие вычисления, получаем $U_n \approx 0,95 \bar{U}_{\text{ш}}$, $P_{\text{пр}} \approx 0,4$, $\bar{U}_c/\bar{U}_{\text{ш}} \approx 1,6$ и $N_{\text{шп}} \approx 5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. Естественно, что смещение порога вправо увеличивает отношение $\bar{U}_c/\bar{U}_{\text{ш}}$, однако при этом увеличивается вероятность пропуска сигнала. Для получения одинакового количества сигнальных отсчетов необходимо увеличивать время накопления T так, чтобы

$$T \int_{U_n}^{\infty} p(U) dU = \text{const.}$$

Отдельные экземпляры диссектора ЛИ-602 имеют малые значения числа шумовых импульсов $\bar{N}_{\text{ш}} = 10^2 - 10^3$ имп/с, что весьма важно в спектрометрии слабых сигналов.

Определим чувствительность регистратора μ_1 как величину квазистационарного светового потока в ваттах, который обеспечивает на выходе средний ток сигнала $\bar{I}_c = \bar{I}_{\text{ш}} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ А}$. Если предположить, что этот ток снимается с некоторой эффективной площади фотокатода (с площади разрешаемого элемента) $\Delta S = 3\sigma_2 l \approx 1 \text{ мм}^2$ ($l = 12 \text{ мм}$ — высота внутренней щели диссектора), и принять квантовую эффективность фотокатода $\chi = 20 \text{ мА/Вт}$, то $\mu_1 \approx 5 \cdot 10^{-14} \text{ Вт/мм}^2$.

При световых потоках, дающих на выходе диссектора ток $\bar{I}_c = (100 \text{--} 200) \text{ мкА}$ (при токе делителя 2,2 мА и напряжении на последнем диоде 350 В), нарушается линейность амплитудной характеристики регистратора, что приводит к искажению формы распределений. Поэтому величину тока $\bar{I}_c \approx 100 \text{ мкА}$ следует считать предельной при измерениях квазистационарных световых потоков.

Знание статистических характеристик позволяет также оценить величину светового потока μ_2 , которая обеспечивает работу регистратора в режиме пассивного фильтра при больших скоростях сканирования изображения.

Флюктуациями напряжения на выходе можно пренебречь и получить «гладкую» осциллограмму, если число фотоэлектронов сигнала \bar{n} за разрешаемое время достаточно велико и относительная ошибка $\eta = \sqrt{D[U]}/M[U] = 1/\sqrt{\bar{n}} \ll 1$. Здесь D и M — соответственно дисперсия и математическое ожидание гамма-распределения (5). Если допустить $\eta \leq 0,05$, то необходимо иметь $\bar{n} > 400$. Величина входного тока, снимаемого с площади ΔS , оказывается равной $\bar{I}_{вх} = e \bar{n} / \Delta t \approx 6,4 \cdot 10^{-6} \text{ мА}$.

При $\kappa = 20 \text{ мА/Вт}$ необходим световой поток $\mu_2 = \frac{I_{вх}}{\kappa} = 3,2 \cdot 10^{-7} \text{ Вт}$.

На сопротивлении нагрузки $R_n = 75 \text{ Ом}$ при этом будет выделяться сигнал $R_n \bar{I}_{вх} \bar{K} \approx 10 \text{ В}$. Таким образом, в этом режиме можно работать без дополнительного усиления и использовать осциллографы, имеющие ЭЛТ с системой отклонения луча типа бегущей волны. Динамический диапазон по току здесь оказывается весьма ограниченным, так как при $\bar{I}_{вх} > 1 \text{ А}$ система диодов, использованная в ЛИ-602, начинает работать нелинейно.

3. Конструкция и основные технические характеристики. В основу конструктивного решения прибора были положены соображения, изложенные в предыдущих разделах. Кроме того, особое внимание было уделено защите основного узла — диссектора — от влияния импульсных помех, вопросам надежности и удобства в работе.

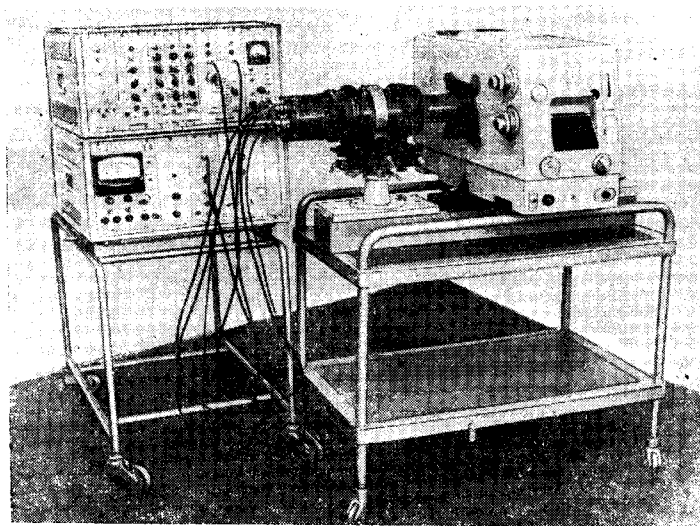


Рис. 11. Общий вид регистратора «Спектр» с монохроматором SPM-2.

Регистратор состоит из контейнера с диссектором и двух электронных блоков (рис. 11). В контейнере расположены диссектор ЛИ-602, делитель напряжения диодной системы с накопительными конденсаторами, обеспечивающими импульсный режим работы, и эмиттерный повторитель — инвертор.

Особенностью механической системы регистратора является применение дифференциального редуктора, обеспечивающего точность поворота контейнера вокруг продольной оси порядка $1'$ при любом угловом положении. Кроме того, возможны следующие перемещения контейнера: по вертикали (относительно высоты базы 260 мм) в пределах ± 30 мм; по горизонтали перпендикулярно продольной оси в пределах ± 10 мм; по углу в обеих плоскостях в пределах $\pm 5^\circ$. Стойка контейнера регистратора имеет направляющие для установки на стандартную оптическую скамью.

Источник питания электронно-оптической части диссектора обеспечивает получение отрицательного напряжения $U_{ЭОП}$, регулируемого в пределах 8—12 кВ; фокусирующего напряжения и постоянного напряжения смещения, подаваемого на отклоняющие пластины. Предусмотрена возможность коррекции астигматизма. Источник питания диодной части диссектора обеспечивает получение отрицательного напряжения $U_{ЭД}$, регулируемого в пределах 1—3 кВ при токе нагрузки до 3 мА. Нестабильность напряжения порядка 10^{-3} .

Генератор напряжения развертки обеспечивает получение положительных и отрицательных пилообразных импульсов амплитудой 800 В при длительности прямого хода пилы от 1 мкс до 5 мс, а также выдает импульс прямого хода развертки для управления схемой пропускания, исключающей регистрацию изображения во время обратного хода развертки. Особенностью генератора является каскадное включение кремниевых высоковольтных $n-p-n$ транзисторов в схеме формирования напряжения развертки.

Для формирования пилообразных импульсов и обеспечения синхронизации начала развертки с исследуемым процессом регистратор имеет блок синхронизации с тремя независимыми каналами. Время задержки в каждом канале изменяется ступенями и плавно в пределах от 1 мкс до 1 мс. Выходные импульсы синхронизатора сфазированы с сетью и имеют амплитуду 400 В, время нарастания 0,1 мкс и постоянную спада, равную примерно 2 мкс. Частота повторения импульсов генератора 0,1—50 Гц. Предусмотрен разовый и внешний запуск. Все блоки регистратора выполнены на транзисторах с применением печатного монтажа и размещены в стандартных корпусах.

Основные технические характеристики регистратора: фотокатод диссектора ЛИ-602 сурьмяно-цезиевый, с чувствительностью около 30 мкА/лм; рабочая область фотокатода 12×16 мм; число разрешаемых по Релею элементов изображения 100—200; полуширина пространственной аппаратной функции в центре около 70 мк; полное время чтения рабочей области 1 мкс—5 мс; полуширина результирующей временной аппаратной функции при наибольшей скорости считывания 9,2 нс; среднее значение темнового тока $(2 \div 4) \cdot 10^{-8}$ А; средняя частота импульсов шума 10^4 имп/с; чувствительность в синей области спектра порядка $5 \cdot 10^{-14}$ Вт/мм²; допустимое значение среднего тока сигнала 100—200 мкА; максимальное значение тока сигнала в импульсе 0,5 А; требуемая полоса осциллографического тракта (при наибольшей скорости сканирования изображения) порядка 100 МГц.

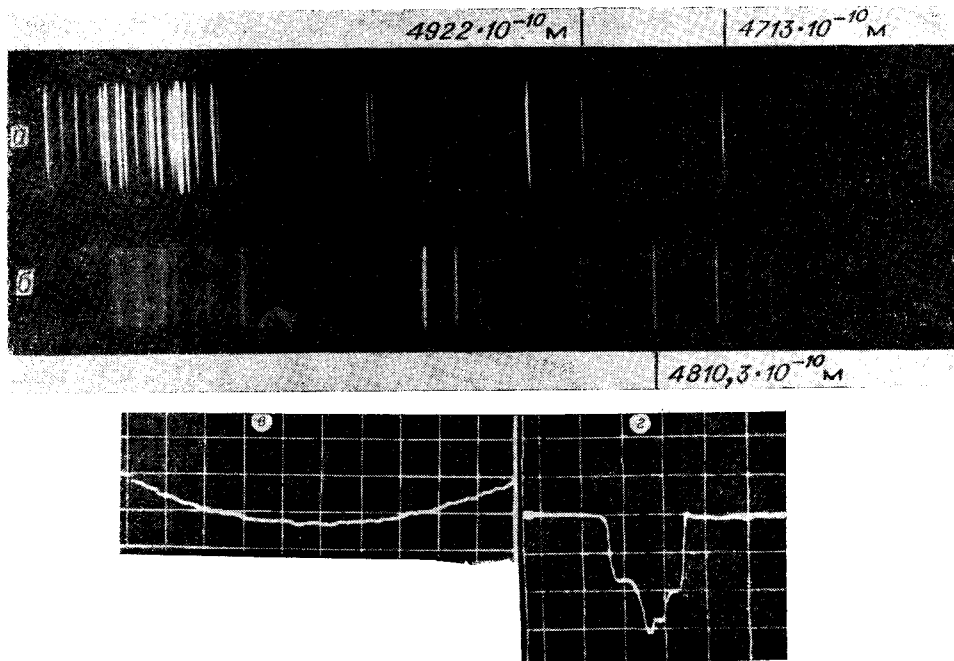


Рис. 12. Регистрация контура спектральной линии атомарного азота ($\lambda=4810,3 \cdot 10^{-10}$ м) в конденсированной воздушной искре:

a — спектр гелий-неоновой разрядной трубки; *б* — положение регистрируемой линии на спектрограмме; *в* — изменение интенсивности света во времени; *г* — осциллограмма контура, снятая за одно сканирование (1 см соответствует 0,5 мкс).

4. Эксперимент. Рассмотрим два типичных эксперимента, в которых влияние систематической и случайной составляющих ошибки различно. Это эксперименты по спектроскопии мощной конденсированной искры в воздухе и слабого спонтанного излучения гелий-неонового лазера.

Процессы в конденсированной искре сопровождаются излучением большой интенсивности. Производилась регистрация участка спектра вблизи азотной линии $\lambda=4810,3 \cdot 10^{-10}$ м. Время записи контура составляло около 0,5 мкс. В течение этого временного интервала интенсивность излучения во времени оставалась практически постоянной. На рис. 12, *a—г* представлены экспериментальные результаты. Сложная форма сигнала обусловлена наличием континуума и ограниченностью исследуемого участка спектра. Условия проведения эксперимента таковы, что можно пренебречь случайными ошибками, возникающими из-за флуктуаций коэффициента усиления и флуктуаций светового потока. Кроме того, можно пренебречь ошибкой, связанной с относительно медленным изменением средней интенсивности во времени. Основные ошибки в данном случае определяются: неравномерностью спектральной характеристики фотокатода (рис. 13); конечностью полуширины аппаратной функции регистратора;

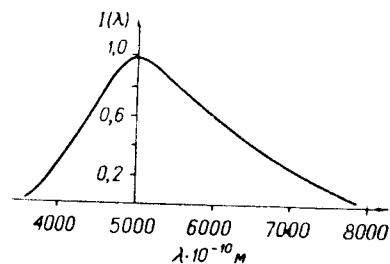


Рис. 13. Спектральная характеристика фотокатода ЛИ-602, снятая совместно с объективом «Юпитер-3»:

$I(\lambda)$ — ток коллектора в относительных единицах; λ — длина волны света (источник типа А).

падением амплитуды сигнала, обусловленным изменением аппаратной функции по полю фотокатода (рис. 14, а, б).

При регистрации линии гелия $\lambda = 5875,62 \cdot 10^{-10}$ м (рис. 15, а, б) из разрядной трубки гелий-неонового лазера в силу малости интенсивности света осциллограммы контура имеют «рваный» характер.

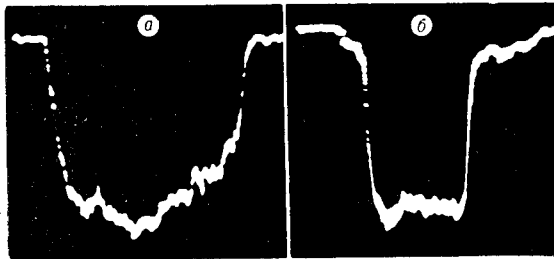


Рис. 14. Неравномерность чувствительности по полю фотокатода ЛИ-602:

а — осциллограмма тока коллектора, полученная считыванием с равномерне освещенного (дневным светом) фотокатода; б — то же, с корректирующей маской, наложенной на фотокатод.

В данном случае случайная ошибка является преобладающей. Некоторые методы устранения систематических и случайных ошибок обсуждаются в заключительной части данной работы. Но для этого нам понадобится математическая модель регистратора, к рассмотрению которой мы и переходим.

5. Модель регистратора. Пусть выходной электрический сигнал регистратора воспроизводится на экране осциллографа. Систему регистратора — осциллограф представим в виде некоторого масштабного преобразователя, отображающего входной пространственный сигнал (в общем случае изменяющийся во времени) $\psi(x, t)$ в выходной $f(x, t)$. На практике скорость чтения выбирается такой, что за время регистрации можно

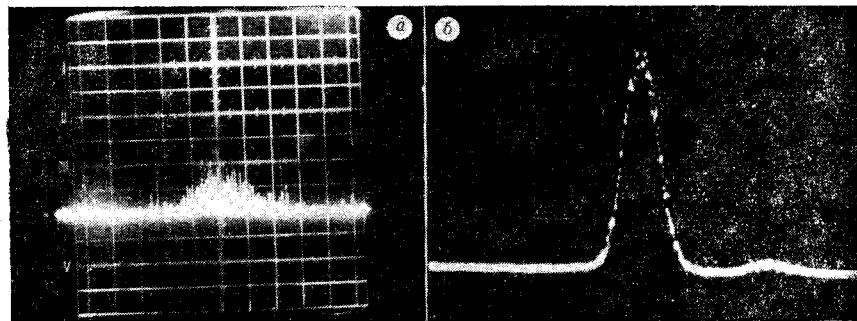


Рис. 15. Экспериментальный контур спектральной линии атомарного гелия ($\lambda = 5875,62 \cdot 10^{-10}$ м):

а — осциллограмма контура, искаженного шумами (1 см соответствует $0,96 \cdot 10^{-10}$ м); б — контур после аппаратного накопления (1 см соответствует $2,6 \cdot 10^{-10}$ м).

пренебречь временными изменениями, т. е. считать $\psi(x, t) = \psi(x)$. Функциональная схема регистратора приведена на рис. 16.

На этой схеме показан пассивный фильтр пространственных частот 1 с аппаратной функцией $A(x)$, рассмотренной ранее. Затем следует преобразователь пространство — время 2 (отклоняющая система и щель диссектора). Преобразованный сигнал проходит через частотный фильтр 3 с импульсной реакцией $g_1(t)$ (динодная система диссектора). Далее следует аperiодическое звено 4 с импульсной реакцией $g_2(t)$ (постоян-

ная цепи $\tau \approx R_n C_n$, где R_n — сопротивление нагрузки; C_n — паразитная емкость коллектора диодной системы). Осциллограф 5 производит обратное преобразование время — пространство. В дальнейшем полагаем, что элементы, осуществляющие преобразование независимой переменной, линейны во всем диапазоне изменения амплитуды сигнала $\psi(x)$. Кроме того, флюктуациями $\psi(x)$, зависящими нелинейно от амплитуды, пренебрегаем (случай больших световых загрузок фотокатода).

Элемент 2 осуществляет преобразование пространство — время по следующему закону:

$$t = x \left(\frac{dU_p}{dt} \right)^{-1} \quad (7)$$

Элемент 5 преобразует время — пространство по закону

$$x = V_0 t, \quad (8)$$

где V_0 — скорость развертки осциллографа, в мм/с.

Импульсная реакция фильтра 3 может быть представлена в виде гауссовой функции (см. п. 1)

$$g_1(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_1^2}} \exp\left(-\frac{(t-\bar{t})^2}{2\sigma_1^2}\right). \quad (9)$$

Здесь \bar{t} — среднее время пролета электронов. Для аperiodического звена

$$g_2(t) = \frac{1}{\tau} \exp(-t/\tau). \quad (10)$$

В этих условиях входной и выходной сигналы связаны между собой линейным интегральным уравнением Фредгольма первого рода

$$\int_{a_1}^{a_2} \psi(\xi) A_3(x-\xi) d\xi = f(x) \quad (11)$$

с разностным ядром $A_3(x-\xi)$, являющимся аппаратной функцией системы в целом. Функцию $A_3(x)$ можно в каждом конкретном случае найти экспериментально методом сканирования «бесконечно» узкой щели (см. п. 1, рис. 2). Решения уравнения (11) обсуждаются в следующем разделе. Здесь мы рассмотрим влияние характеристик отдельных элементов на форму $A_3(x)$.

Аналитическое выражение для $A_3(x)$, согласно рис. 12, б, имеет вид

$$A_3(x) = \int_0^x g_2(\xi) d\xi \int_0^{x-\xi} g_1(\theta) A(x-\xi-\theta) d\theta = \int_0^x g_2(\xi) A_2(x-\xi) d\xi. \quad (12)$$

Здесь импульсные реакции выражены, согласно (7), (8), через пространственную переменную x . Выражение (12) можно упростить, если ввести следующие допущения:

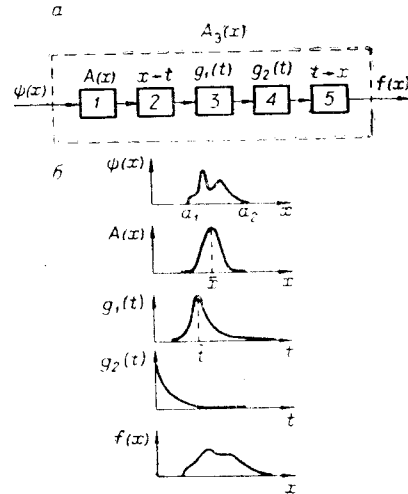


Рис. 16. Функциональная схема регистратора (а) и характеристики элементов (б).

1) полагаем, что $A(x)$ является гауссовой функцией с параметром $\bar{\sigma} = \frac{1}{a_2 - a_1} \int_{a_1}^{a_2} \sigma(x) dx$, представляющим собой среднее значение $\sigma(x)$ на

рабочем участке $[a_1, a_2]$ [$\bar{\sigma}(x)$ определяется формулой (4)];

2) пренебрегаем смещением выходного изображения $f(x)$, связанным с конечностью среднего времени пролета электронов в диодной части ($t \approx 40-50$ нс).

Тогда параметр σ_2 в $A_2(x)$ можно считать равным $\sigma_2 = \sqrt{\bar{\sigma}^2 + \sigma_1^2}$ и

$$A_2(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_2^2}} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma_2^2}\right);$$

$$A_3(x) = \frac{1}{2\tau} \exp\left(\frac{\sigma_2^2 - 2\tau(x-\bar{x})}{2\tau^2}\right) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\tau\bar{x} + \sigma_2^2}{\sqrt{2}\tau\sigma_2}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\sigma_2^2 - \tau(x-\bar{x})}{\sqrt{2}\tau\sigma_2}\right) \right]. \quad (13)$$

Все параметры в (13) имеют размерность x . На рис. 17 приведены расчетные кривые для $A_3(x)$ при различных τ , полученные из (13).

6. Обработка экспериментальных данных. В настоящем разделе попытаемся выяснить эффективность различных методов уменьшения систематических и случайных ошибок для составленной модели (11).

В рассматриваемом случае систематические ошибки могут возникнуть

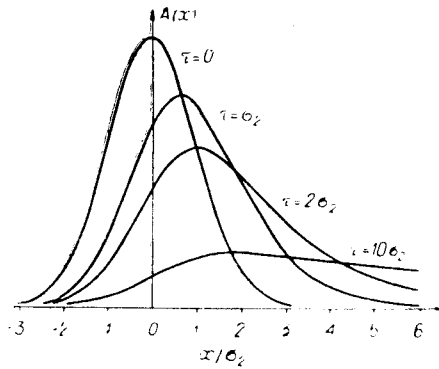


Рис. 17. Форма аппаратной функции $A_3(x)$ при различных соотношениях между σ_2 и τ .

лишь за счет сглаживающего действия аппаратной функции $A_3(x)$, а случайные ошибки — аддитивные. Уменьшить систематическую погрешность можно, если решить интегральное уравнение (11) относительно входного сигнала $\psi(x)$. Это так называемая обратная задача, поставленная некорректно, поскольку численное ее решение из-за случайных ошибок в $A_3(x)$ и $f(x)$ оказывается неустойчивым. Для устранения неустойчивости нами применялся метод регуляризации решения, по Тихонову [6—8]. Он позволяет одновременно ослабить влияние систематических и случайных ошибок и определить практически всю кривую

$\psi(x)$. Решение уравнения (11), по Тихонову, определяется из условия минимума сглаживающего функционала

$$\int_{a_1}^{a_2} \left[\int_{a_1}^{a_2} \psi(\xi) A_3(x-\xi) d\xi - f(x) \right]^2 dx + \alpha \int_{a_1}^{a_2} \sum_{i=0}^p k_i(\xi) [\psi^{(i)}(\xi)]^2 d\xi. \quad (14)$$

Здесь первое слагаемое — средний квадрат ошибки, второе — регуляризирующий функционал p -го порядка гладкости; $k_i(\xi)$ — непрерывная и положительная весовая функция.

Минимум функционала (14) находится, как обычно, путем решения дифференциального уравнения Эйлера, которое для рассматриваемой задачи сводится к интегральному уравнению Фредгольма второго рода. Вначале используем наиболее простой способ регуляризации. Не вдаваясь в подробности, заметим лишь, что в нашем случае интегральный

оператор положительный, и, согласно [9], можем перейти к решению следующего уравнения:

$$\alpha \psi(x) + \int_{a_1}^{a_2} \psi(\xi) A_s(x - \xi) d\xi = f(x). \quad (15)$$

Заменим (15) на алгебраическую систему уравнений

$$\sum_{j=-z/2}^{j=z/2} (\alpha \beta_{ij} + \zeta_j A_{ij}) \psi_j = f_i, \quad (16)$$

где z — число квантов в интервале $[a_1, a_2]$; β_{ij} — символ Кранекера, ζ_j — коэффициенты квадратурной формулы трапеций; A_{ij} — матрица коэффициентов, определяемых функцией $A_s(x)$. Численное решение (16) проводилось для моделей, в которых определялась заведомо известная функция $\psi(x)$ гауссовой формы с безразмерным параметром $\sigma_c = 0,5$ и $\sigma_c = 1$ в условиях, когда аппаратная функция $A_s(x)$ тоже гауссова с параметром $\sigma = 1$ (при $\sigma_c = 0,5$ спектр сигнала шире спектра аппаратной функции!). Эксперимент проводился при трех значениях интервала $[a_1, a_2]$: $[-1, 1]$, $[-2, 2]$, $[-3, 3]$ с шагом квантования, равным $\Delta x = \frac{2a}{z}$, где $a = |a_1| = a_2$; $z = 10; 16; 20; 32; 40$. При этом число уравнений равно $z + 1$.

Значения выходного сигнала вычислялись с точностью до 10^{-8} по формуле

$$f(x) = \frac{\exp\left(-\frac{x^2}{2(\sigma^2 + \sigma_c^2)}\right)}{2\sqrt{2\pi(\sigma^2 + \sigma_c^2)}} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{a(\sigma^2 + \sigma_c^2) - x\sigma_c^2}{\sigma\sigma_c\sqrt{2(\sigma^2 + \sigma_c^2)}}\right) - \left(\operatorname{erf}\frac{-a(\sigma^2 + \sigma_c^2) - x\sigma_c^2}{\sigma\sigma_c\sqrt{2(\sigma^2 + \sigma_c^2)}} \right) \right]. \quad (17)$$

К «точным» значениям $f(x)$ добавлялась аддитивная помеха δ с равномерным законом распределения, генерируемая датчиком случайных чисел. Величина помехи составляла 0,1, 2,5, 5 и 10% от $f_{\min}(x)$.

На рис. 18—20 показаны результаты восстановления входного сигнала $\psi(x)$ по выходным данным $f(x)$ и аппаратной функции $A_s(x)$. Рис. 18 иллюстрирует влияние величины α на устойчивость решения. На рис. 19 представлены результаты восстановления $\psi(x)$ при оптимальном для данного δ значении α и различных величинах аддитивной случайной ошибки. Когда функционал (14) минимизируется с учетом первой производной от $\psi(x)$, т. е. когда $\rho = 1$, то, как показывает численный эксперимент, оптимальное значение α для данного δ резко уменьшается, а точность восстановления увеличивается.

Увеличение «эффективного» разрешения при регуляризации решения данным методом показано на рис. 20. Суммируя результаты, можно заключить, что в рассматриваемом случае применение регуляризации позволило повысить «эффективное» разрешение аппаратуры в 2—2,5 раза. Заметим, что применение данного метода целесообразно лишь при минимальных априорных сведениях о сигнале. Когда же заведомо известно, что сигнал — одиночный контур, и требуется определить некоторые его параметры, например моменты, то задача может быть решена более просто: можно сразу находить моменты $\psi(x)$ по моментам $A_s(x)$ и $f(x)$. Для этого функции $\psi(x)$ и $A_s(x)$ в интегральном уравнении (11)

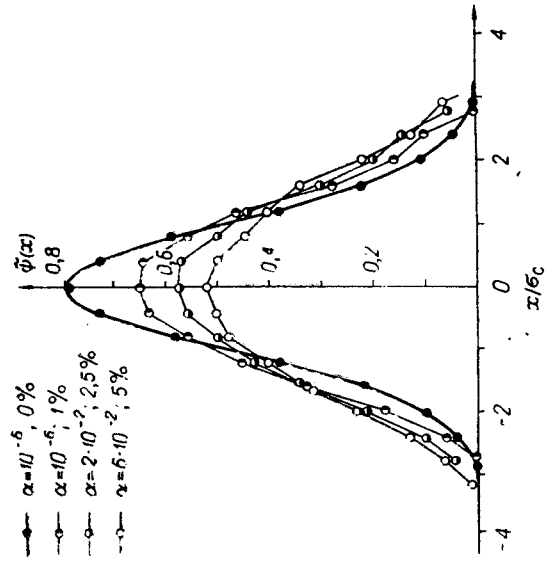


Рис. 19. Уширение $\tilde{\psi}(x)$ при увеличении погрешностей $\sigma_c = 0,5, \sigma = 1$ в интервале $[-2, 2]$.

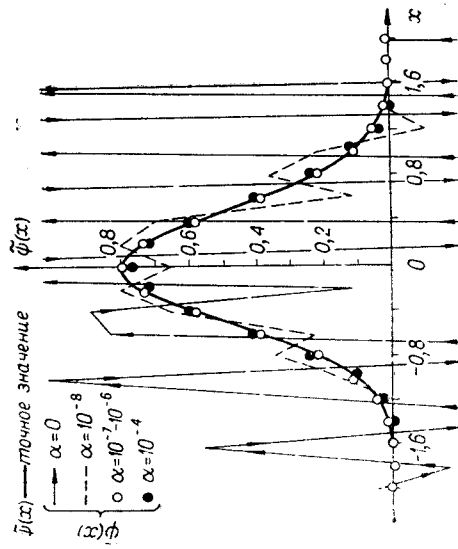


Рис. 18. Влияние величины α на устойчивость решения $\tilde{\psi}(x)$ в интервале $[-2, 2]$ при $\sigma_c = 0,5, \sigma = 1, \delta = 0, z + 1 = 21$.

будем рассматривать как плотности распределения вероятностей некоторых гипотетических независимых случайных величин X_ψ и X_A . Тогда $f(x)$ есть плотность вероятностей $X_\psi + X_A$:

$$f(x) = p(X_\psi + X_A). \quad (18)$$

Далее воспользуемся выражением для композиции начальных моментов

$$M[(X_\psi + X_A)^i] = \sum_{k=0}^i \binom{i}{k} M[X_\psi^k] M[X_A^{i-k}], \quad (19)$$

где M — математическое ожидание; $\binom{i}{k}$ — число сочетаний из i по k .

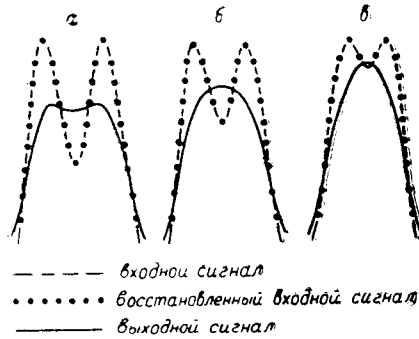


Рис. 20. Восстановление входного сигнала $\psi(x)$ при шаге 0,2 и $\delta=0$; $\psi(x)$ есть сумма двух гауссовых функций ($\sigma=1$), центры которых сдвинуты на ± 8 (а), ± 7 (б) и ± 6 (в) шагов.

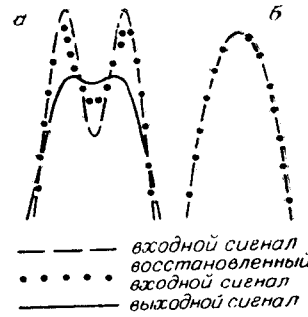


Рис. 21. Восстановление входного сигнала $\psi(x)$ по моментам при шаге 0,2; $\psi(x)$ есть сумма двух гауссовых функций ($\sigma=1$), центры которых сдвинуты на ± 8 (а) и ± 4 (б) шагов.

Изменим обозначения в (19), чтобы исключить фиктивные случайные величины:

$$M_i(f) = \sum_{k=0}^i \binom{i}{k} M_k(\psi) M_{i-k}(A). \quad (20)$$

Здесь $M_i(f)$, $M_k(\psi)$, $M_{i-k}(A)$ — начальные моменты соответственно выходного, входного сигналов и аппаратной функции. Пользуясь известными формулами перехода от начальных моментов M_i к центральным m_i , можно записать*:

$$m_1(f) = m_1(\psi) + m_1(A) = 0; \quad m_2(f) = m_2(\psi) + m_2(A);$$

$$m_3(f) = m_3(\psi) + m_3(A); \quad m_4(f) = m_4(\psi) + 6m_2(\psi)m_2(A) + m_4(A). \quad (21)$$

Следовательно, если вычислить первые четыре момента аппаратной функции и выходного сигнала, то, пользуясь приведенными выражениями (20) — (21), легко определить математическое ожидание (центр) спектрального контура $\psi(x)$, его дисперсию $m_2(\psi)$, асимметрию $m_3(\psi)$ и эксцесс $m_4(\psi)$. Напомним, что для начальных моментов

$$M_i(f) = \int_0^L f(x) x^i dx \quad (22)$$

* Выражения (21) записаны без учета нормирующих множителей.

справедливо выражение

$$M_i(f) = L^i \int_0^L f(x) dx - i L^{i-1} \int_0^L \int_0^x f(x) dx + \dots + (-1)^i i! f(x)^{(-i)}, \quad (23)$$

которое получается из (22), если выполнить i раз интегрирование по частям. Здесь через $f(x)^{(-i)}$ обозначен i -кратный интеграл от $f(x)$. Как видим, при экспериментальном определении моментов путем многократного интегрирования функции $f(x)$ будет существенно подавляться случайная помеха. Заметим также, что если известны начальные моменты сигнала, то можно вычислить коэффициенты разложения этого сигнала по важнейшим для практических приложений базисным системам функций (Пуассона, Лежандра, Лагерра и др.). Иначе говоря, располагая моментами сигнала, нетрудно составить спектр коэффициентов обобщенного преобразования Фурье этого сигнала [10].

Результат восстановления входного сигнала по четырем моментам иллюстрирует рис. 21.

Рассмотрим несколько иной способ определения центра \bar{X} и дисперсии σ_c^2 , когда сигнал $\psi(x)$ гауссовой формы искажен шумами (см. рис. 15, а), а аппаратная функция системы регистратор — спектральный прибор представляет собой свертку $A_s(x)$ с прямоугольной функцией, учитывающей влияние входной щели спектрального прибора.

Пусть $f_s(x)$ — экспериментальная кривая, $f_T(x)$ — теоретическая (зависящая от параметров \bar{X} и σ_c), приведенные к входу, причем

$$\int_{a_1}^{a_2} f_T(x) dx = \int_{a_1}^{a_2} f_s(x) dx.$$

Составляем выражение для среднего квадрата ошибки ϑ^2 . Варьируем величины \bar{X} и σ_c , входящие в выражение для $f_T(x)$. За правдоподобные оценки искомых параметров \bar{X} и σ_c принимаем те значения, которые минимизируют ϑ^2 . Аналитическое выражение $f_T(x)$ находим из (3), где вместо b подставляем величину входной щели спектрального прибора $b_{сн}$, а вместо $\sigma(0)$ — функцию σ_s , связанную с σ_c соотношением (25). Разбиваем интервал, в котором заданы функции $f_s(x)$ и $f_T(x)$ на одинаковое число участков z шириной Δx и ищем оценки $\tilde{\sigma}_c$ и \bar{X} из условия минимума

$$\vartheta^2 = \sum_{j=1}^z \left[\left(\sum_{i=1}^r f_s(i, j) \Delta x - S_j(f_T(x)) \right) \times \right. \\ \left. \times \sum_{j=1}^z \sum_{i=1}^r \int_{\Delta x(j-1)}^{\Delta x j} f_s(i, j) \Delta x \right]^2, \quad (24)$$

$$\text{где } S_j(f_T(x)) = \int_{\Delta x(j-1)}^{\Delta x j} \frac{1}{2 b_{сн} k_y} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{b_{сн} K_y + 2x}{\sigma_s} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{b_{сн} - 2x}{\sigma_s} \right) \right] dx;$$

$$\sigma_s = \sqrt{2 \left[\left(\frac{\tilde{\sigma}_c k_y}{D_c} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_1}{\gamma} \left(\frac{dU_p}{dt} \right) \right)^2 \right] + \left(\frac{1}{\Delta x} \int_{\Delta x(j-1)}^{\Delta x j} \sigma(x) dx \right)^2 + (\sigma_{сн} k_y)^2};$$

$\Delta x = V_0^{-1} \gamma^{-1} (dU_p/dt) \Delta l$; Δl — ширина элементарного участка осциллограммы; r — число осциллограмм; $\sigma_{сн}$ — параметр гауссовой ап-

ларатной функции спектрального прибора; k_v — коэффициент увеличения оптики; D_c — дисперсия спектрального прибора.

Выражение (24) использовалось для обработки осциллограммы, представленной на рис. 15, а. Полученные оценки σ_c и χ отличались от найденных методом накопления не более, чем на 20%. Заметим, что этим методом удастся уменьшить влияние как систематических, так и случайных погрешностей. При обработке экспериментальных данных, получаемых с помощью регистратора «Спектр», в ряде случаев может оказаться полезным предварительное сглаживание сигналов. Наиболее рациональными среди известных методов можно отметить методы накопления, частотно-временной и пространственной оптической фильтрации. Метод частотно-временной фильтрации основан на постановке в выходном тракте регистратора заградительных фильтров, соответствующих полосе частот шума. Метод пространственной оптической фильтрации заключается в последовательном применении процедур: двумерного преобразования Фурье изображения маски, имеющей форму осциллограммы, фильтрации шума (в частотной плоскости) и обратного преобразования Фурье «очищенного» спектра [11]. Этот метод весьма эффективен, когда спектр шума и сигнала достаточно хорошо разнесены в частотной плоскости. Он является удобным аппаратным методом сглаживания одиночных реализаций (см. рис. 15, а).

Мы надеемся, что приведенные здесь данные о характеристиках нового типа электронно-оптического регистратора «Спектр» и методах обработки экспериментальных данных, получаемых с помощью этой системы, будут способствовать более широкому внедрению ее в практику научного эксперимента.

В заключение выражаем благодарность Л. П. Байкову и В. Д. Прилепских за помощь в проведении измерений и изготовлении аппаратуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Диагностика плазмы. М., Атомиздат, 1968.
2. М. М. Бутслов, В. С. Комельков, Ю. Е. Нестерихин. Электронный прибор для исследования во времени полуширины и интенсивности спектральных линий.— Успехи научной фотографии, 1964, т. 4.
3. Л. М. Динамант, А. М. Искольдский, М. И. Кудряшов, Ю. Е. Нестерихин. Анализ пространственного разрешения двойного электронно-оптического преобразователя.— Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, № 1.
4. В. М. Ефимов, А. М. Искольдский, Д. И. Фризен. О флуктуациях контраста в пороговых изображениях.— Автометрия, 1971, № 6.
5. Л. М. Динамант, А. М. Искольдский, М. И. Кудряшов, Ю. Е. Нестерихин. Некоторые характеристики диссектора со щелью ЛИ-602.— Тезисы доклада на семинаре по «Высокоскоростной фотографии и кинематографии и их применение в науке и технике». М., ВДНХ СССР, 1969.
6. А. Н. Тихонов. О решении некорректно поставленных задач и методе регуляризации.— Докл. АН СССР, 1963, т. 151, № 3.
7. А. Н. Тихонов. О регуляризации некорректно поставленных задач.— Докл. АН СССР, 1963, т. 153, № 1.
8. А. Н. Тихонов, В. Г. Шевченко, В. Я. Галкин, П. Н. Занкин, Б. И. Горячев, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов. Система сплошной автоматической обработки результатов эксперимента по исследованию сечений фотоядерных реакций.— В сб. «Вычислительные методы и программирование», вып. 14. М., Изд-во МГУ, 1970.
9. А. Б. Бакушинский. О некотором численном методе решения интегральных уравнений Фредгольма первого рода.— В сб. «Вычислительные методы и программирование», вып. 5. М., Изд-во МГУ, 1966.
10. Р. Д. Баглай. Об экспериментальном определении моментов и их связи с обобщенным преобразованием Фурье.— Автометрия, 1970, № 4.
11. И. С. Гибин, А. Г. Козачок, Е. С. Нежевенко, Ю. Н. Солодкин, П. Е. Твердохлеб, Ю. В. Чугуй. Анализ спектров одномерных сигналов оптическими методами.— Автометрия, 1971, № 1.

Поступила в редакцию
2 февраля 1971 г.