

ЛИТЕРАТУРА

1. Anderson I. B., Fenn J. B. Velocity distribution in molecular beams from nozzle sources.— *Phys. Fluids*, 1965, v. 8, N 5.
2. Леонас В. Б. Современное состояние и некоторые новые результаты метода молекулярного пучка.— *УФН*, 1964, т. 82, № 2.
3. Hagena O. F., Varma A. K. Time-of-flight velocity analysis of atomic and molecular beams.— *Rev. Scient. Instr.*, 1968, v. 39, N 1.
4. Young W. S. Distortions of time-of-flight signals.— *Rev. Scient. Instr.*, 1973, v. 44, N 6.
5. Alcalay J. A., Knuth E. L. Molecular-beam time-of-flight spectroscopy.— *Rev. Scient. Instr.*, 1969, v. 40, N 3.
6. Великов А. Е., Карелов Н. В. и др. Измерения с помощью пучка электронов. Роль вторичных процессов при возбуждении В²Σ состояния пона азота.— В кн.: Диагностика потоков разреженного газа. Новосибирск, 1979.
7. Бочкарев А. А., Великанов Е. Г. и др. Газодинамические установки низкой плотности.— В кн.: Экспериментальные методы в динамике разреженных газов. Новосибирск, 1974.
8. Бочкарев А. А., Косинов В. А. и др. Измерения параметров газового потока с помощью электронного пучка.— Там же.
9. Зарвин А. Е., Шарафутдинов Р. Г. Генератор молекулярного пучка для исследования потоков разреженного газа.— В кн.: Динамика разреженных газов. Новосибирск, 1976.
10. Anderson I. B. Molecular beams from nozzle sources.— In: *Molecular beams and low-density gas dynamics*/Ed. by P. P. Weyener. N. Y., 1974.

Поступила 18/1 1985 г.

УДК 539.1.074

О РАСШИРЕНИИ ДИНАМИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА РЕГИСТРАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ МИКРОКАНАЛЬНЫМИ ПЛАСТИНАМИ

А. Ф. Сорокин

(Астрахань)

Наиболее перспективные приборы, применяемые при усилении слабых потоков частиц, переносящих изображение, — микроканальные пластины (МКП). К их достоинствам следует отнести нечувствительность к квантам видимого диапазона, электрическим и магнитным полям ($H < 1\text{Т}$), малый уровень темнового тока ($I < 10^{-14}\text{ А}$) [1]. Использование сборок из нескольких МКП позволяет получать коэффициенты усиления, сравнимые с коэффициентами усиления лучших фотоумножителей ($K = 10^7-10^8$).

Однако стандартные МКП характеризуются малыми величинами предельно допустимых плотностей входного тока ($j_{\text{вх}} < 10^{-11}\text{ А/см}^2$), что существенно ограничивает и их частотный диапазон. В данной работе представлены результаты экспериментов по улучшению временного и пространственного разрешения МКП как усилителя изображений [2, 3].

Ограничение входного тока для МКП связано с тем, что максимальный выходной ток электронов в канале МКП ($I_{\text{вых}} = kI_{\text{вх}}$) не должен превышать некоторой доли ξ от тока по объему МКП: $I \leq \xi I_0 = \xi U/R$ (U — напряжение питания, R — сопротивление МКП), так как при больших величинах $I_{\text{вых}}$ объемный заряд электронов нарушает однородное распределение электрического поля вдоль канала, что приводит к уменьшению коэффициента усиления МКП. В то же время для обеспечения качественной передачи изображения, переносимого потоком частиц, с заданным пространственным разрешением C (число штрихов на единицу площади, разрешаемое по критерию Рэлея) плотность тока на входе МКП должна быть

$$j_{\text{вх}} = I_{\text{вх}}/S \geq CeN\beta/\Delta t,$$

где S — площадь рабочей поверхности; N — число частиц потока, регистрируемого МКП (определяется требуемой величиной статистической погрешности ε в передаче интенсивности одного штриха: $\varepsilon = (N)^{-1/2}$); e — заряд электрона; Δt — необходимое в данном эксперименте разрешаю-

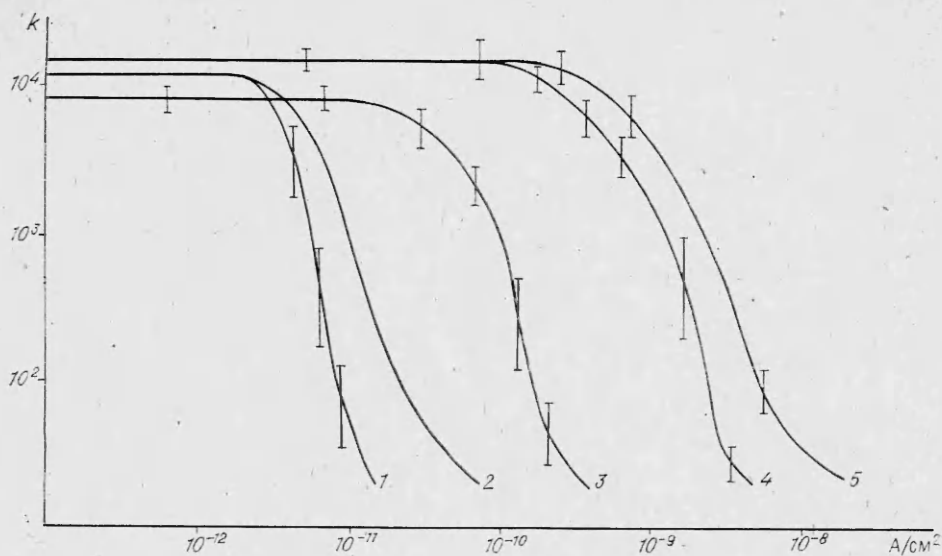


Рис. 1.

щее время; β — эффективность регистрации частиц потока. Следовательно, разрешающее время МКП

$$(1) \quad \Delta t \geq C e k R \beta S / (\xi U \epsilon^2)$$

при заданных C , β , k , ϵ определяется в основном величинами сопротивления и напряжения питания МКП.

Для стандартных микроканальных пластин $R \sim 10^{10} - 10^{11}$ Ом, $U \sim 10^3$ В, что связано как с электрическими свойствами веществ, применяемых для их изготовления, так и с необходимостью исключения влияния джоулева нагрева на характеристики МКП. При типичных значениях $\epsilon = 0,3$, $\xi = 0,05$ и относительно невысоком пространственном разрешении $C = 10^2$ штрих/см² временное разрешение единичной МКП $\Delta t > 5 \cdot 10^{-4}$ с, сборки из двух МКП $\Delta t > 0,5$ с при коэффициентах усиления 10^4 и 10^7 соответственно.

Во многих приложениях техники визуализации изображений (изучение потоков из плазмы, выделение сигнала из шума методом синхронного накопления) требуется существенно лучшее пространственное и временное разрешение.

Особенно важно увеличение предельно допустимых входных токов для рентгенодифракционных и масс-спектрометрических измерений, характеризующихся большими градиентами интенсивности и малыми размерами изображений [4]. Требуемое пространственное разрешение, например, при измерении кривой качания $C = 10^8$ штрих/см² и, согласно (1), минимальное время экспозиции при указанных выше параметрах $\Delta t = 50$ с сводит на нет все преимущества МКП как идеальных усилителей изображений.

Из формулы (1) следует, что можно улучшить временное разрешение, уменьшая удельное сопротивление и повышая напряжение питания МКП. Анализ технологии изготовления МКП показал, что уменьшение сопротивления достигается в результате:

- увеличения числа каналов на единицу площади микроканальных пластин при соответствующем уменьшении толщины пластины d (для сохранения оптимального значения l/d);
- изменения режима насыщения стенок каналов водородом;
- применения высокопроводящих сортов стекла, например, используемых для изготовления канальных электронных умножителей.

На рис. 1 приведены зависимости коэффициента усиления МКП от плотности тока на входе для стандартных МКП отечественного произ-

водства, стандартных МКП японского производства [5], МКП с пониженным сопротивлением (диаметр канала $d < 10^{-5}$ м, $R = 10^8$ Ом/см²) и МКП из высокопроизводящего стекла ($R = 3 \cdot 10^7$ Ом/см²) (кривые 1–4, указан разброс по партиям МКП в 10–12 шт.).

Для реализации возможности работы МКП в режиме с повышенным напряжением питания были отобраны пластины с пониженным коэффициентом вторичной электронной эмиссии (при стандартном напряжении питания $k < 10^3$). Необходимость такого отбора вызвана тем, что при $k > 10^4$ наступает самопробой МКП, связанный с обратной ионной эмиссией в каналах. Для уменьшения вероятности выхода пластин из строя в результате джоулева нагрева испытания проводились в режиме импульсного питания. Эксперименты показали, что увеличение напряжения питания приводит к смещению оптимального значения l/d в сторону больших величин. Так, при $U \sim (2-2,5)U_{ст}$ оптимальное значение $l/d = 100$, что позволило увеличить толщину l МКП при одновременном уменьшении диаметра канала. Длительная тренировка (~ 3 ч) в статическом режиме с постепенным повышением напряжения питания до $1,5U_{ст}$ при нагрузке предельным входным током позволила поднять напряжение питания в импульсе до $2,8U_{ст}$. Это соответствует увеличению предельного входного тока: для МКП с увеличенным числом каналов на единицу площади $I = 5 \cdot 10^{-10}$ А/см², а для МКП из высокопроводящего стекла до $I = 10^{-9}$ А/см² ($3 \cdot 10^9$ частиц/(с·см²)) (кривая 5).

Таким образом, входной ток, достигнутый в экспериментах, $I/I_{станд} \sim 10^3$. Эквивалентное увеличение динамического диапазона позволяет применять МКП для изучения процессов с характерными временами эволюции $\Delta t > 5 \cdot 10^{-7}$ с.

Следует отметить, что в [5] предлагается еще один способ увеличения предельно допустимого тока — создание МКП с нелинейным распределением сопротивления вдоль канала. Это позволяет увеличить предельный ток в 2–3 раза, что, по нашему мнению, не оправдывает усложнения работы с МКП.

Отбор МКП с каналами малого диаметра позволяет улучшить и другую важную для визуализации переносимых потоками частиц изображений характеристику, определяющую динамический диапазон — пространственное разрешение. Как известно [2], пространственное разрешение в передаче изображений при оптимизированной оптике системы съема информации составляет $C = (1,2-1,5d)^{-2}$ штрих/см². Для отобранных нами МКП при $l/d = 100$ наименьшее значение $d \sim 8 \cdot 10^{-6}$ м обеспечивает разрешение $C = 10^6$ штрих/см². Для экспериментов, в которых изучаются одномерные изображения, можно существенно улучшить разрешение по одной из координат, используя МКП с конвертором, наклоненным под малым углом α к плоскости пластины. На рис. 2 показана схема эксперимента по определению линейного разрешения в такой системе при регистрации изображения, переносимого потоком рентгеновских квантов (1 — МКП (для увеличения апертуры установлены две идентичные МКП), 2 — вторично-эмиссионный конвертор, 3 — коллиматор ($b/a = 10^{-5}$), 4 — фокус рентгеновской трубки, 5 — токосъемные электроды (золоченая вольфрамовая проволока диаметром $2 \cdot 10^{-6}$ м), 6 — усилитель).

В такой схеме изображение, развернутое по оси y , преобразуется в развернутое вдоль оси x с увеличением, равным численно $(\alpha)^{-1}$ рад⁻¹. Возможность получения увеличенного изображения снимает многие технические трудности и особенно важна при регистрации на фотоластинку, так как достигаемое в настоящее время линейное разрешение уже ограничивается размером зерна фотоагента ($\sim 10^{-6}$ м).

На рис. 2, б показано распределение тока $I(x)$ на выходе МКП, возникающего при освещении конвертора рентгеновскими квантами, прошедшими коллиматор, который выполнен в виде трех последовательных щелей с шириной $b = (0,8 \pm 0,05) \cdot 10^{-6}$ м (эквивалентная ширина щели определялась по трем максимумам дифракционной картины, возникаю-

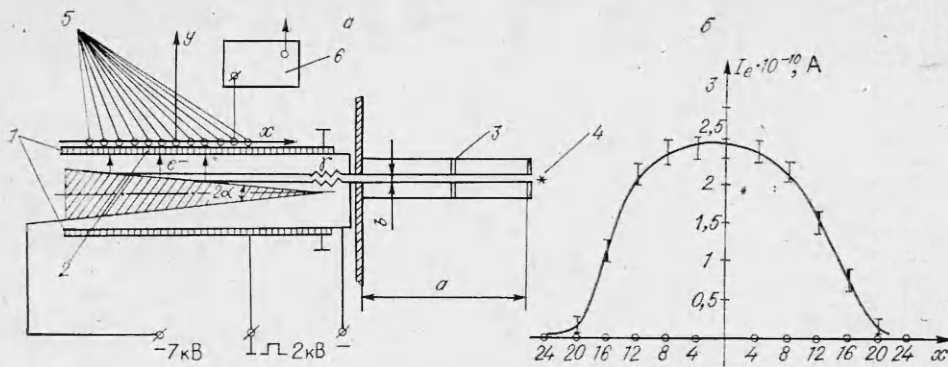


Рис. 2.

щей при освещении коллиматора He — Ne-лазером). В качестве конвертора использовался блок свинца, срезанного под углом 0,03 рад, окисленного в кислороде (PbO характеризуется высокими вторично-эмиссионными свойствами по отношению к рентгеновскому излучению [4]).

Из рис. 2, б видно, что линейное разрешение, полученное в эксперименте (полуширина на полувысоте 15 ± 2 мкм), $C_{\text{Л}}^{-1} = 0,5 \cdot 10^{-6}$ м/штрих несколько хуже ожидаемого $C_{\text{Л}}^{-1} = 1,5 \alpha d = 0,36 \cdot 10^{-6}$ м/штрих. Это можно объяснить неидеальностью коллиматора и тем, что контур линии (задается сверткой функций аппаратурных уширений при конверсии на конверторе и на входе каналов) уширяется при преобразовании потоков.

Схема аналога неотпаянного электронно-оптического преобразователя, имеющего коэффициент усиления по электронам $k = 10^4$, размер входного окна $1,2 \times 4$ см², показана на рис. 2, а. В дальнейшей разработке такого преобразователя предполагается в качестве системы съема информации использовать фотоматрицы.

Для определения абсолютных коэффициентов регистрации рентгеновских и γ -квантов таким преобразователем проведена его калибровка на стандартных гамма-источниках. Результаты калибровки по стандартной методике даны в таблице, где графа 4 — коэффициенты регистрации при непосредственном облучении поверхности МКП рентгеновскими квантами (нормальное падение), а 5 — при регистрации рентгеновских квантов системой рис. 2, а. Существенно большие коэффициенты регистрации можно объяснить большим квантовым выходом PbO по сравнению с Si₂O₃(Pb) и известным фактом увеличения квантового выхода при скользящем падении.

Проведенные эксперименты и анализ возможностей расширения динамического диапазона регистрации изображений указывают на возможность создания компактного усилителя изображений с высоким пространственным и временным разрешением и используются при разработке Оже-спектрометра и многоканального анализатора потока атомов [6].

Нуклид	Энергия квантов, кэВ	Побочные линии энергия, кэВ (относительная интенсивность, %)	Коэффициенты регистрации, %		Нуклид	Энергия квантов, кэВ	Побочные линии энергия, кэВ (относительная интенсивность, %)	Коэффициенты регистрации, %	
			МКП	МКП с конвертором				МКП	МКП с конвертором
I ¹²⁵	28,3	$\frac{35}{4}$	1,3	3,6	Co ²⁷	122	$\frac{136}{11}$	1	3,3
Am ²⁴¹	59,6	$\frac{26}{6}$	1,25	3,5	Ce ¹³⁹	165,8	—	0,8	3,2
Tm ¹⁷⁰	84	—	1,15	3,4	Hg ²⁰³	279	—	0,1	2,2

Автор выражает искреннюю благодарность Г. П. Романову за помощь в изготовлении МКП.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лихтенштейн В. Х., Алексеев Г. В. Влияние магнитного поля на каналные электронные умножители и микроканальные пластины. Препринт ИАЭ-3124. М., 1979.
2. Сорокин А. Ф. Сильноточные микроканальные пластины для ЭОП рентгеновского диапазона.— В кн.: Тез. докл. Всесоюз. совещ. «Визуализация рентгенодифракционных изображений дефектов в кристаллах». Ереван, 1983.
3. Сорокин А. Ф. Измерение регистрационных характеристик микроканальных пластин.— В кн.: Науч. техн. конф. НКИ. Николаев, 1982.
4. Олешко-Ожевский О. П., Рожанский В. Н. Применение рентгеновских вдионов непрерывного наблюдения для исследования фазовых переходов в сегнетоэлектриках.— В кн.: Тез. докл. Всесоюз. совещ. «Визуализация рентгенодифракционных изображений дефектов в кристаллах». Ереван, 1983.
5. Matsuura S., Umebaushi S. S. et al. Current status of the micro-channel plate.—IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1984, v. NS-31, N 1.
6. Сорокин А. Ф. Об одной конструкции анализатора потока нейтральных атомов. Библиографический сб. ВИНТИ, 1981, № 2.

Поступила 11/II 1985 г.

УДК 532.59

ОГРАНИЧЕНИЕ КУМУЛЯЦИИ ПРИ ЗАХЛОПЫВАНИИ ПУЗЫРЬКА В ЖИДКОСТИ

В. В. Ермаков

(Москва)

Известно, что сходящееся движение несжимаемой жидкости приводит к кумуляции кинетической энергии жидкости. В таких кумулятивных процессах, по крайней мере теоретически [1], оказывается возможным сконцентрировать энергию внутри бесконечно малого объема и получить бесконечно большие давления и температуры. Очевидно, что практически кумуляция всегда ограничена неидеальностью самой жидкости: необходимо учитывать вязкость, теплопроводность, сжимаемость [2, 3]. Эти эффекты не меняют общего характера сходящегося течения и играют главную роль при оценках предельных физически достижимых параметров кумуляции. Анализ размерностей [4] показывает, что такая важная кумулятивная задача, как задача Рэлея [5], допускает построение кумулятивно ограниченного решения, если учесть термодинамические свойства остаточного газа внутри пузырька. Динамическая картина течения в этом случае подробно исследована в ряде работ [6, 7]. В данной работе рассмотрен анализ устойчивости течения при захлопывании пузырька с газом в жидкости.

Обычно при изучении движения кумулирующей жидкости стремятся получить достоверную картину поля давления внутри жидкости [7]. Однако для несжимаемой жидкости с давлением не связана внутренняя энергия [8], поэтому важно рассмотреть особенности преобразования потенциальной энергии пузырька в кинетическую энергию жидкости при схлопывании. Запишем выражение для скорости захлопывания

$$(\dot{R})^2 = \frac{2}{3} \frac{p_0}{\tilde{\rho}} \left[\left(\alpha + \frac{1}{\gamma-1} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - \left(\alpha + \frac{1}{\gamma-1} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right) \right],$$

где $\tilde{\rho}$ — плотность жидкости; $\alpha = \tilde{p}/p_0$ — отношение давления в жидкости вдали от границы полости к начальному давлению газа внутри полости; γ — показатель адиабаты газа; R_0 и R — начальный и текущий радиусы полости соответственно. Видно, что скорость имеет максимум, когда

$$\frac{R_0}{R} = \left[\frac{\gamma-1}{\gamma} \left(\alpha + \frac{1}{\gamma-1} \right) \right]^{\frac{1}{3(\gamma-1)}}.$$

Так как $\ddot{R} = \frac{1}{2} \frac{d}{dR} (\dot{R})^2$, то в точке максимума скорости ускорение границы полости обращается в нуль. В начале процесса схлопывания $\ddot{R} = \frac{p_0}{\tilde{\rho} R_0} (1 - \alpha)$ или $\ddot{R} \simeq - \frac{p_0}{\tilde{\rho} R_0}$ для $\alpha \gg 1$.