

ЛАЗЕРНАЯ ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ ПРОЕКЦИОННАЯ МИКРОСКОПИЯ НЕПРОВОДЯЩИХ ОБРАЗЦОВ С СУБВОЛНОВЫМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ,

С. К. Секацкий

*Институт спектроскопии Российской академии наук
142092, Троицк, Московская область, Россия*

Поступила в редакцию 29 апреля 1997 г.

Работа лазерного фотоэлектронного проекционного микроскопа проанализирована для случая слабопроводящих образцов. Показано, что при некоторых условиях даже для «абсолютно» непроводящих образцов возможно получение фотоэлектронных изображений с большим увеличением и субволновым пространственным разрешением, что обусловливается влиянием дипольного поля поляризованного в сильном внешнем электрическом поле образца на движение эмитируемых фотоэлектронов. Приведены экспериментальные данные исследований образцов из фторида лития и стекла, которые можно рассматривать как качественное подтверждение рассматриваемой модели.

1. ВВЕДЕНИЕ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Исследование различных характеристик образцов со сверхвысоким пространственным разрешением является одной из центральных задач в физике поверхностей, микроэлектронике, биофизике и т. д. Особенный интерес представляет использование таких методов исследования, которые обладают одновременно высоким пространственным разрешением и спектральной (химической) селективностью, т. е. позволяют не только визуализировать топографию поверхности, но и идентифицировать различные наблюдаемые микроструктуры; в идеале речь должна идти об идентификации отдельных молекул и даже частей сложных молекул.

Одним из возможных способов подобного рода исследований является метод лазерной резонансной фотоэлектронной (фотоионной) микроскопии, предложенный еще в 1975 году [1]. Недавно были выполнены первые успешные эксперименты по его реализации, что позволило, в частности, впервые наблюдать единичные F_2 -центры окраски на поверхности кристалла LiF [2, 3].

Идея метода лазерной резонансной фотоэлектронной проекционной микроскопии, (рис. 1а), использованного в [2, 3], состоит в наблюдении лазерно-индуцированных фотоэлектронных изображений образцов, представляющих собой острые иглы с малым радиусом кривизны острия r . Выбираются такие условия лазерного облучения образцов (острий игл), при которых реализуются условия резонансного внешнего лазерного фотоэффекта на материале образца [4], а именно, фотоионизируются лишь определенные выбранные центры на образце, поглощающие используемое лазерное излучение. Детектирование фотоэлектронов позиционно-чувствительным детектором, расположенным на расстоянии L_1 , позволяет достичь высокого пространственного увеличения порядка L_1/r и визуализировать индивидуальные поглощающие центры.

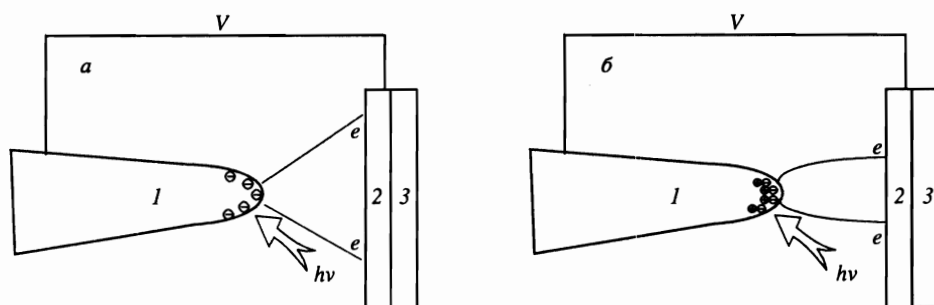


Рис. 1. Схема лазерного фотоэлектронного проекционного микроскопа: *a* — проводящий образец; *б* — непроводящий образец (*1* — диэлектрическая игла; *2* — микроканальная пластина, *3* — фосфорный экран)

Дополнительным преимуществом метода лазерной фотоэлектронной проекционной микроскопии является также и то, что в отличие от классических методов автоэлектронной (автоионной) микроскопии, широко применяемых для исследования топографии и электрофизических свойств различных металлов, сплавов и некоторых полупроводников со сверхвысоким пространственным разрешением (см., например, [5, 6] и цитируемые там ссылки), этот метод может использоваться для исследования не только хорошо проводящих материалов, но также и диэлектрических образцов. Это обусловлено тем обстоятельством, что в данном случае источником электронов является внешний фотоэффект, электрическое же поле лишь обеспечивает их транспортировку к детектору, так что нет необходимости работать с очень большими напряженностями электрических полей, необходимыми для осуществления эффективной полевой эмиссии электронов или полевой ионизации атомов изображающего газа в классических методах автоэлектронной (автоионной) микроскопии [5, 6].

Подавая на металлический электрод, в котором закреплена игла (рис. 1), напряжение V в несколько киловольт, мы можем «пожертвовать» им практически полностью на омическое падение напряжения IR вдоль иглы, лишь бы напряжение на острие иглы (в той области радиусом r , из которой эмитируются электроны) составляло величину порядка 100–200 В, и этого будет достаточно для эффективной регистрации эмитированных электронов. Учитывая, что полное сопротивление конической иглы с углом ϑ_0 при вершине составляет величину порядка $R \simeq \rho/\pi r \operatorname{tg} \vartheta_0$ (ρ — удельное сопротивление материала иглы), и принимая величину падения напряжения вдоль иглы равной ~ 3 кВ, а ток фотоэмиссии, заведомо достаточный для регистрации фотоэлектронных изображений с хорошим отношением сигнал–шум равным 0.1 пА, легко убедиться, что методом фотоэлектронной проекционной микроскопии могут быть получены фотоэлектронные изображения высокого разрешения для материалов, обладающих удельной проводимостью вплоть до $\rho \sim 10^{12}$ Ом·см (а в ряде случаев и значительно большей). Этот вывод подтверждается недавними экспериментальными данными по исследованию диэлектрических игл из фторида лития с F_2 -центрами окраски [2, 3].

Из приведенных выше соображений ясно, что сама возможность исследования диэлектрических образцов методом фотоэлектронной проекционной микроскопии, а следовательно, и все основные параметры фотоэлектронных изображений зависят от многих обстоятельств: удельной проводимости материала образца, приложенного напряжения, отбираемого тока фотоэмиссии и т. д., и анализ этой зависимости представляет

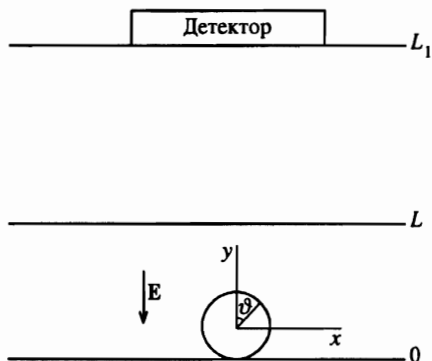


Рис. 2. Геометрия системы, для которой рассчитывалось движение эмитируемых электронов в поле поляризованного шара (изображена не в масштабе)

большой практический интерес. Один из предельных случаев, соответствующий относительно малым значениям удельного сопротивления образцов, вполне аналогичен случаю металлических игл автоэлектронного микроскопа и хорошо исследован. В данной статье анализируется другой предельный случай, а именно, случай «абсолютно» непроводящих образцов, когда свободный заряд и связанное с ними сгущение силовых линий электрического поля в окрестности острий металлических игл [5, 6] в системе отсутствуют, а имеет место лишь поляризация образца в сильном внешнем поле (см. рис. 1б). Показано, что при некоторых условиях значительное увеличение и субволновое пространственное разрешение могут быть достигнуты и в этом случае. Приводятся также экспериментальные (метод проекционной фотоэлектронной микроскопии) данные исследований игл, изготовленных из диэлектрических кристаллов фторида лития и стекла, которые можно рассматривать как качественное подтверждение сделанных выводов.

2. ДВИЖЕНИЕ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПОЛЯРИЗУЮЩИХСЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ

Рассмотрим простейшую модельную ситуацию, проиллюстрированную на рис. 2. Непроводящий шар радиуса r_0 с диэлектрической проницаемостью ϵ помещен между обкладками плоского конденсатора с расстоянием между ними L и электрическим полем \mathbf{E} . В таком поле шар приобретает дипольный момент \mathbf{p} , равный [7]

$$\mathbf{p} = r_0^3 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \mathbf{E}, \quad (1)$$

а электрическое поле вне шара находится как $\mathbf{E}_{ext} = \mathbf{E} + \mathbf{E}_{dip}$, где поле \mathbf{E}_{dip} равно

$$\mathbf{E}_{dip} = \frac{3(\mathbf{p}\mathbf{r})\mathbf{r}}{r^5} - \frac{\mathbf{p}}{r^3}. \quad (2)$$

Рассматривая меридиональную плоскость шара и вводя полярный угол ϑ (см. рис. 2) для компонент E_x и E_y поля \mathbf{E}_{ext} вне шара легко записать

$$E_x = \frac{3}{2} r_0^3 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} E \frac{\sin 2\vartheta}{r^3}, \quad (3)$$

$$E_y = E + r_0^3 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} E \frac{3 \cos^2 \vartheta - 1}{r^3}. \quad (4)$$

Рассмотрим фотоэлектроны, эмитированные с нулевой начальной кинетической энергией. Для малых углов ϑ можно полагать, что зависимость расстояния $r(t)$ между движущимся электроном и центром шара от времени полностью определяется компонентой поля E_y ; если положить к тому же $E_y = E$, то для зависимости $r(t)$ легко получить (e , m — заряд и масса электрона)

$$t = \sqrt{\frac{2(r - r_0)m}{eE}}, \quad (5)$$

$$\frac{dr}{dt} = \sqrt{\frac{2(r - r_0)eE}{m}} \quad (6)$$

Далее, исходя из равенств

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{eE_x}{m}, \quad \frac{dv_x}{dt} = \frac{dv_x}{dr} \frac{dr}{dt},$$

подставляя в них выражения (3), (6) и интегрируя, получаем для значения компоненты скорости v_x , набранной электроном при движении в поле диполя, следующее выражение

$$v_x = \beta r_0^3 \vartheta \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{\sqrt{r - r_0 r^3}}, \quad (7)$$

где

$$\beta \equiv \frac{3(\epsilon - 1)}{\epsilon + 2} \sqrt{\frac{eE}{2m}},$$

а величина $\sin 2\vartheta$ заменена на 2ϑ . Входящий в (7) интеграл является табличным [8]; после подстановки его значения $3\pi/8r_0^{5/2}$ получаем

$$v_x = \frac{9\pi}{8} \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} r_0^{1/2} \vartheta \sqrt{\frac{eE}{2m}}. \quad (8)$$

Почти вся скорость v_x набирается эмитированным электроном в непосредственной близости от поляризованного шара, ввиду чего для результирующего смещения Δl фотоэлектрона вдоль оси x можно записать

$$\Delta l = v_x t = \frac{9\pi}{8} \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \vartheta \sqrt{r_0 L}, \quad (9)$$

где $t = \sqrt{2Lm/eE}$ — полное время пролета фотоэлектрона через конденсатор. Таким образом, пространственное увеличение M рассматриваемого микроскопа равно

$$M = \frac{\Delta l}{\vartheta r_0} = \frac{9\pi}{8} \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \sqrt{\frac{L}{r_0}}. \quad (10)$$

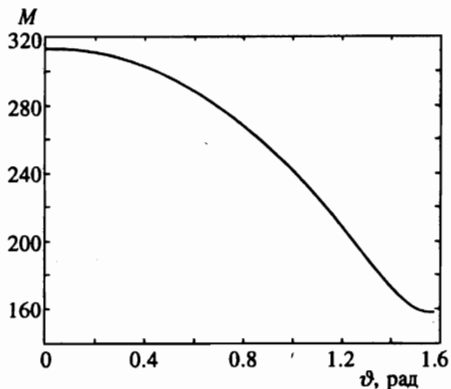


Рис. 3. Зависимость коэффициента увеличения фотоэлектронных изображений диэлектрического шара от угловой координаты вылета электрона

Подставляя в (9) значения $\epsilon = 9$ (что соответствует исследовавшимся нами образцам фторида лития [9]), $L = 10$ см, $r_0 = 3$ мкм легко убедиться, что коэффициент пространственного увеличения фотоэлектронного микроскопа при исследовании непроводящих образцов может достигать весьма больших величин порядка 470. Отметим также корневую зависимость коэффициента увеличения M от отношения L/r_0 ; известно, что для обычного случая проводящих образцов эта зависимость линейна:

$$M = L/\chi r_0, \quad (11)$$

где χ — численный коэффициент, определяемый геометрией системы и в обычном случае лежащий в диапазоне 1.5–2 [5].

Проведенные нами численные расчеты движения фотоэлектронов с нулевой начальной кинетической энергией в поле диполя подтвердили корневую зависимость коэффициента увеличения M от отношения L/r_0 . Сами же значения коэффициента M оказались примерно в 1.5 раза меньше, чем те, которые даются формулой (10) (например, в приведенном выше случае $M = 310$), что неудивительно ввиду множества упрощающих предположений, использованных при выводе (10). Кроме того, расчеты показывают, что коэффициент увеличения M зависит от координаты вылета фотоэлектрона — угла ϑ , как это представлено на рис. 3. Такая зависимость приводит к неоднозначностям в фотоэлектронном изображении поляризованного диэлектрического шара: лишь область углов $0 \leq \vartheta \leq 0.57$ рад на поверхности образца отображается однозначно, тогда как в области, соответствующей углам $0.57 \leq \vartheta \leq \pi/2$ рад, каждая точка изображения является образом сразу двух точек на поверхности образца. С экспериментальной точки зрения подобная неоднозначность может приводить к появлению дополнительных (нецентральных) максимумов в фотоэлектронных изображениях поляризуемых диэлектрических образцов, и это обстоятельство необходимо учитывать при интерпретации соответствующих изображений.

Коэффициент пространственного увеличения рассматриваемой системы может быть значительно увеличен, если после пролета через конденсатор с расстоянием L между пластинами фотоэлектроны будут пролетать через бесполевою область длины $L_1 \gg L$, как это показано на рис. 2. Так, например, результаты численного расчета движения фотоэлектрона в такой системе для случая $L = 1$ см, $L_1 = 30$ см, $r_0 = 10$ мкм дают при малых величинах угла ϑ значение коэффициента увеличения $M = 870$. (Оценки пока-

зывают, что искажающим влиянием сетки, разделяющей области L и L_1 , можно пренебречь, если размер ячеек сетки порядка десятков микрон или менее.) Максимальное значение координаты x изображения достигается для угла $\vartheta_{opt} \simeq 1$ рад и равно 5.6 мм.

Пространственное разрешение микроскопа определяется, как и в случае проекционного фотоэлектронного микроскопа, работающего с проводящими образцами, величиной начального разброса кинетических энергий фотоэлектронов ΔE_0 . Численный расчет движения электронов с ненулевыми значениями ΔE_0 показал, что заметное разрешение может быть достигнуто лишь для случая весьма малых начальных кинетических энергий фотоэлектронов, соответствующих криогенным температурам. Так например, в указанных выше условиях для угла $\vartheta = 0.5$ рад и напряженности электрического поля в конденсаторе $E = 10$ кВ/см при $\Delta E_0 = 10$ мэВ можно достичь разрешения порядка 0.8 мкм, при $\Delta E_0 = 1$ мэВ разрешение составит уже 0.26 мкм и т. д.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИГЛ

Проведенное рассмотрение показывает, что значительное пространственное увеличение (а в некоторых случаях и субволновое пространственное разрешение) может быть достигнуто при использовании метода фотоэлектронной спектроскопии непроводящих образцов. Разумеется, рассмотренная ситуация, когда на эмитируемые фотоэлектроны действует лишь дипольное поле поляризующегося образца, а суммарный свободный заряд в системе принят равным нулю, носит несколько искусственный характер. При анализе реальных фотоэлектронных изображений слабопроводящих образцов необходим учет как дипольной, так и «зарядовой» компоненты поля, а также и ряда других не рассматриваемых здесь факторов (например, эффектов, связанных с зависимостью глубины проникновения поля в образец от приложенного напряжения и отбираемого тока, и др.), что делает эту задачу чрезвычайно трудной. Кроме того, геометрия реального эксперимента по фотоэлектронной спектроскопии диэлектрических образцов (рис. 1) сильно отличается от рассмотренной модельной задачи, изображенной на рис. 2.

Тем не менее результаты нескольких серий экспериментов, проведенных с образцами из фторида лития и стекла, на наш взгляд, вполне могут рассматриваться как ее качественное подтверждение. В первой серии экспериментов (результаты которых будут рассмотрены более подробно) исследовались фотоэлектронные изображения острых игл, изготовленных из кристаллов фторида лития с различной концентрацией центров окраски, при облучении их излучением непрерывного аргонового лазера с интенсивностью 10^3 – 10^4 Вт/см². Использовались режимы облучения образцов как всеми спектральными линиями аргонового лазера, так и отдельными линиями с длинами волн 488 и 514 нм. Кристаллы LiF с центрами окраски были синтезированы в Институте общей физики РАН; острые иглы приготавливались методом травления фрагментов кристаллов в концентрированной соляной кислоте. Радиусы кривизны острых игл находились в диапазоне 0.6–5 мкм, на иглу подавалось напряжение 0–4 кВ. В качестве детектора использовалась сборка микроканальная пластина–флуоресцентный экран–волоконно-оптическая шайба, изображение на выходе которой снималось камерой с зарядовой связью (CCD) и вводилось в компьютер, где анализировалось специализированным процессором Аргус-50 фирмы Хамамацу Фотоникс К. К. (Япония). Диаметр рабочей области микроканальной пластины был равен 32 мм, что наряду с расстоянием 10 см от

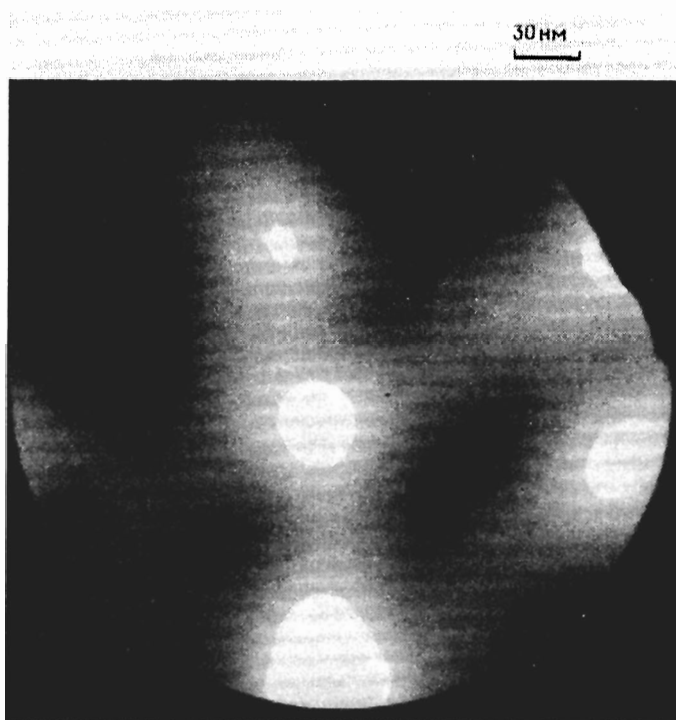


Рис. 4. Фотоэлектронное изображение острия иглы LiF:F_2 с коэффициентом увеличения $\approx 10^5$. Радиус кривизны острия 0.6 мкм, потенциал иглы 2.5 кВ. Яркие белые пятна в фотоэлектронном изображении соответствуют единичным центрам окраски на поверхности острия

острия иглы до пластины определяло угол сбора фотоэлектронов, составлявший $\sim 20^\circ$.

В зависимости от условий эксперимента (потенциал иглы, ток фотоэмиссии и др.) наблюдались существенно различные фотоэлектронные изображения острий игл LiF:F_2 . Типичное фотоэлектронное изображение высокого пространственного разрешения, на котором видны единичные F_2 -центры окраски, приведено на рис. 4. Интерпретация подобных фотоэлектронных изображений игл LiF , так же как и более подробное описание деталей экспериментов, может быть найдено в [2, 3] и не входит в задачу данной статьи. Мы не останавливаемся также и на анализе зависимости фототока от интенсивности I облучения острий. Отметим лишь, что указанная зависимость была явно нелинейной, но ее точный количественный анализ был сильно затруднен как ограниченным динамическим диапазоном микроканальной пластины, так и зависимостью формы изображений от величины отбираемого фототока. Здесь же хотелось бы обратить внимание на следующее. Наряду с фотоэлектронными изображениями высокого разрешения, аналогичными приведенному на рис. 4 и, как показал анализ, удовлетворительно описываемыми формулами, применяемыми при исследовании проводящих игл, для некоторых образцов при небольших приложенных к игле напряжениях (порядка 500 В) регистрировались и фотоэлектронные изображения низкого разрешения, аналогичные приведенному на рис. 5.

В отличие от рис. 4, в данном случае коэффициент увеличения системы уменьша-

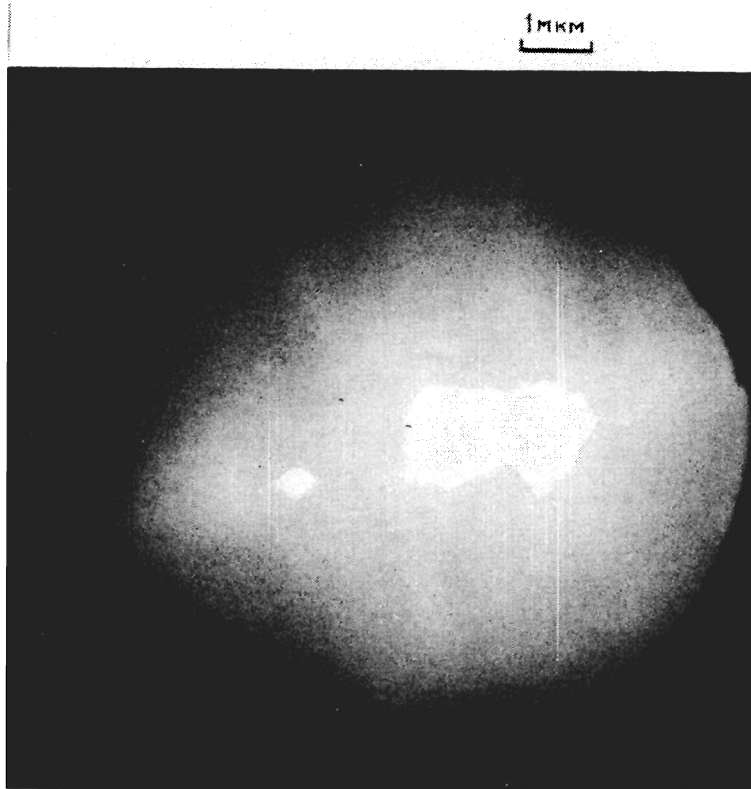


Рис. 5. Фотоэлектронное изображение острия иглы LiF:F_2 с коэффициентом увеличения ≈ 2500 . Острие имеет вытянутую форму с большим радиусом кривизны около 4 мкм, потенциал острия 500 В

ется более чем на порядок величины и на детекторе отображается все острие иглы LiF, а не его малая часть. Эти фотоэлектронные изображения низкого разрешения, как показывают их сравнения с изображениями тех же образцов в оптическом и электронном микроскопах, в целом верно передают форму острия (так например, острие, изображенное на рис. 5 действительно сильно вытянуто вдоль одной из осей), кроме того, в этих изображениях часто наблюдается и некоторая дополнительная структура (такая как три максимума фототока в случае рис. 5), которую не удастся выявить при анализе данных острий другими методами.

На наш взгляд, подобные фотоэлектронные изображения низкого разрешения должны рассматриваться как изображения, сформированные главным образом поляризационной компонентой электрического поля, возникающего в данной системе. В пользу такого предположения можно привести следующие аргументы.

Прежде всего следует отметить, что удельное сопротивление фторида лития при комнатных температурах весьма велико: как показали наши измерения, а также данные работ [10, 11], $\rho \sim 10^{14}-10^{15}$ Ом·см. Эта величина существенно больше, чем данная выше оценка удельного сопротивления образцов, пригодных для исследова-

ния «классическими» методами проекционной фотоэлектронной спектроскопии: $\rho \sim 10^{12}$ Ом·см, т.е. формирование «поляризационных» фотоэлектронных изображений образцов LiF при некоторых условиях представляется вполне возможным. (При повышении температуры удельное сопротивление фторида лития быстро уменьшается: $\rho \sim 10^9$ Ом·см уже при $T = 250^\circ\text{C}$ [11, 12]; это, а также вероятное влияние сильного поля и фотопроводимости объясняют возможность наблюдения образцов LiF с высоким разрешением при других условиях, см. [3].) Далее, коэффициент увеличения в данном случае менее чем на порядок отличается от того, который дается простейшей моделью поляризованного шара (эта модель не может, как отмечалось выше, претендовать на количественное описание), и более чем на порядок отличается от коэффициента увеличения, свойственного проводящей игле. Фотоэлектроны эмитируются не в телесном угле, близком к $\pi/2$, как это должно быть и действительно имеет место для проводящих игл, а в относительно небольшом телесном угле ($< 10^\circ$), что согласуется с простыми моделями движения фотоэлектронов в полях «поляризационного» происхождения.

Экспериментально наблюдались предсказываемый этими моделями рост коэффициента увеличения по мере уменьшения радиуса кривизны острия r , а также увеличение полного размера изображения по мере роста r (формула (9)). Немаловажно, наконец, и то, что изображения с низким разрешением наблюдались лишь при не слишком больших значениях потенциала на игле; при увеличении потенциала происходило достаточно резкое «разворачивание» изображений и их переход к картинкам, близким к рис. 4. Именно такое поведение и должно следовать из простых моделей падения напряжения на игле как функции протекающего через нее тока и приложенного напряжения.

Подобные результаты были получены и в другой серии экспериментов, проведенных при облучении острий игл, приготовленных методом травления исходных игольчатых фрагментов красных светофильтров КС 11 и КС 15 в концентрированной плавиковой кислоте, излучением импульсного лазера на парах меди. Радиусы кривизны исследуемых игл находились в диапазоне 1–3 мкм, длительность импульса излучения медного лазера составляла 18 нс, частота повторения импульсов 8.8 кГц, интенсивность облучения 10^7 – 10^8 Вт/см². Использовались обе спектрально-неразделенные линии генерации лазера на парах меди с длинами волн 511 и 572 нм.

Удельное сопротивление стекол при комнатной температуре весьма велико (до $\rho \sim 10^{15}$ Ом·см) и быстро уменьшается по мере роста температуры [13], что, как и в случае образцов LiF, создает возможность наблюдения фотоэлектронных изображений стеклянных образцов как с низким, так и с высоким разрешением. Оба типа изображений действительно наблюдались экспериментально. Типичный пример изображения с низким разрешением представлен на рис. 6. Как и в случае образцов LiF, фотоэлектронные изображения тоже верно передают общую форму острия, а его общий размер также зависит от радиуса кривизны исходного образца.

Для того чтобы окончательно развеять сомнения в возможности фотоэлектронной проекционной микроскопии диэлектрических образцов и достоверности получаемых изображений, на рис. 7 мы приводим пример изображения стеклянных игл с очень низким разрешением. В данном случае излучение лазера на парах меди фокусировалось не на самую вершину острия, а на коническую поверхность образца на малом (≈ 0.3 –1 мм) расстоянии от нее. Не вызывает никаких сомнений, что здесь наблюдаются именно фотоэлектронные изображения освещенных лазером колечек на конической поверхности стеклянного образца, а коэффициент увеличения различен для разных значений локальной кривизны образца.

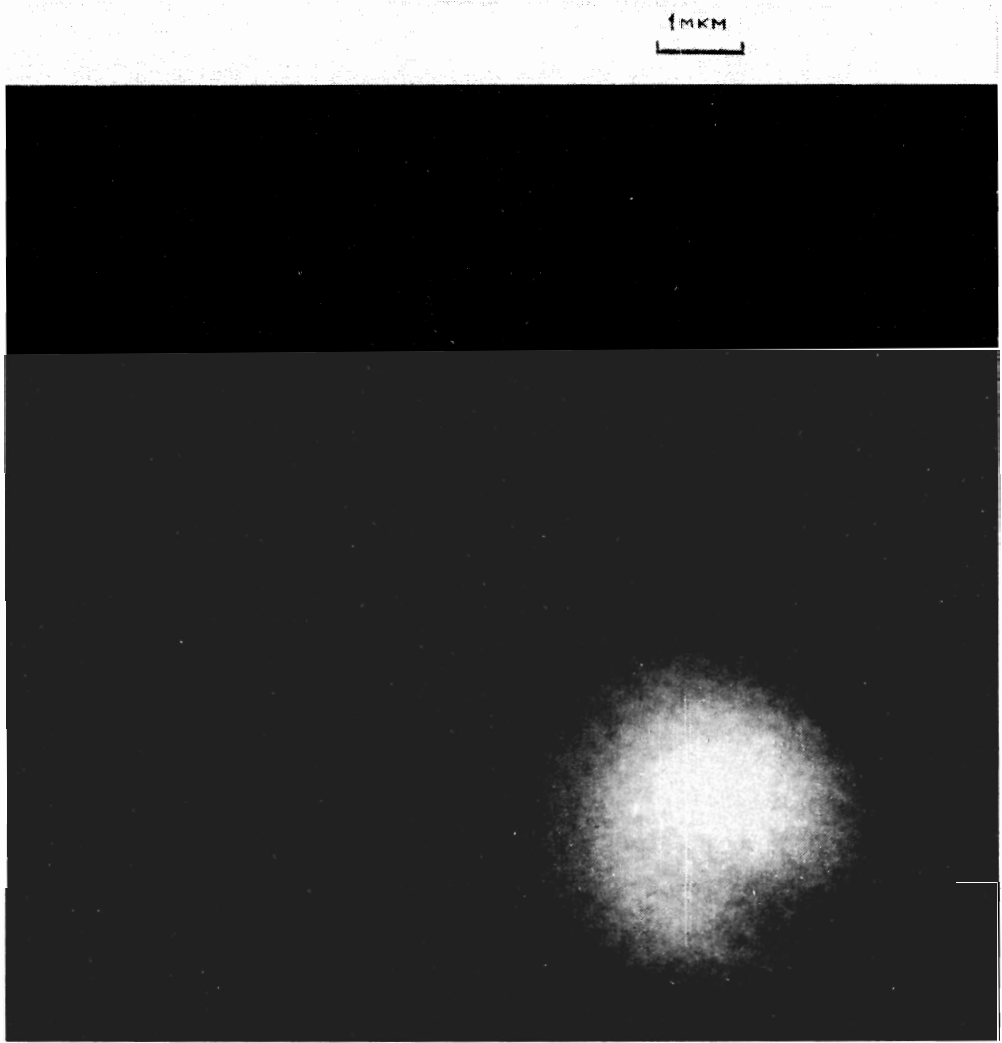


Рис. 6. Фотозлектронное изображение острия иглы, изготовленной из стекла КС 11, с коэффициентом увеличения ~ 2000

4. ВЫВОДЫ

Главным выводом настоящей работы является вывод о возможности получения фотозлектронных изображений непроводящих игл с достаточно высоким увеличением и пространственным разрешением, что качественно подтверждается имеющимися экспериментальными данными по исследованию игл из фторида лития и стекла. Видно, что в проанализированном предельном случае «абсолютно» непроводящих игл коэффициент увеличения намного меньше, чем коэффициент пространственного увеличения, характеризующий автоэлектронные проекторы с металлическими иглами, и имеет иную

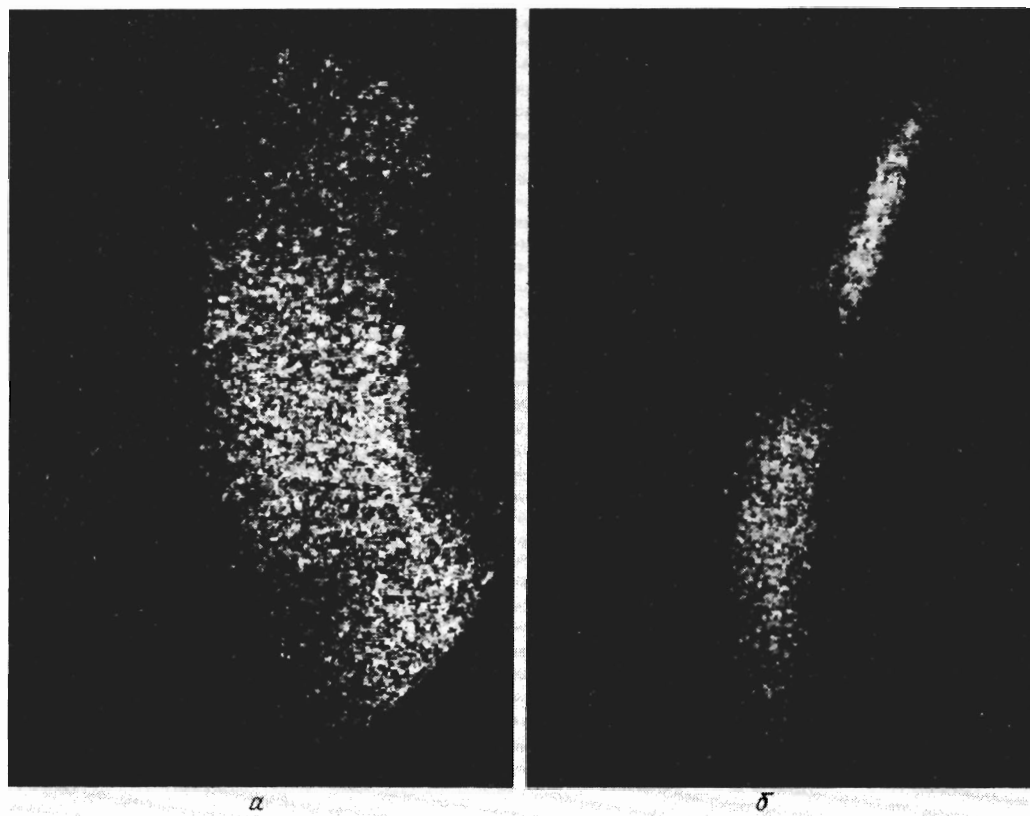


Рис. 7. Фотоэлектронные изображения участков конической поверхности иглы, изготовленной из стекла КС 11, полученные при фокусировке лазера на парах меди на участки поверхности, находящиеся на небольшом расстоянии от вершины: *a* — 0.3 мм; *b* — 1.0 мм

(корневую) зависимость от отношения характерных размеров системы R/r_0 .

Детальный анализ перехода от одного («зарядового») режима работы фотоэлектронного проекционного микроскопа к другому («поляризационному») режиму требует последовательного учета всех компонент электрического поля, реальной геометрии системы, а также проведения дополнительных экспериментов по исследованию плохо проводящих образцов. Такие исследования представляют большой интерес, и следует надеяться на существенный прогресс уже в самое ближайшее время.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Министерства обороны США. Автор благодарит В. С. Летохова за поддержку работы и полезные обсуждения, В. Н. Конопского за помощь в исследовании образцов LiF, Т. Т. Басиева за предоставление кристаллов фторида лития с центрами окраски и компанию Хамамацу Фотоникс К. К. (Япония) за предоставленное экспериментальное оборудование.

Литература

1. В. С. Летохов, КЭ 2, 930 (1975).
2. В. Н. Жонопский, С. К. Секацкий, В. С. Летохов, Изв. РАН, серия физ. 59(12), 13 (1995).
3. V. N. Koporsky, S. K. Sekatskii, and V. S. Letokhov, Appl. Surf. Sci. 94/95, 148 (1996); Opt. Commun. 131, 251 (1996).
4. В. С. Летохов, С. К. Секацкий, Опт. и спектр. 76, 303 (1994).
5. T. T. Tsong, *Atom-probe field ion microscopy*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1990).
6. А. Модинос, *Авто-, термо- и вторично-электронная эмиссионная спектроскопия*, Наука, Москва (1990).
7. Д. В. Сивухин, *Электричество*, Наука, Москва (1983), с. 70.
8. Г. Б. Двайт, *Таблицы интегралов и другие математические формулы*, Наука, Москва (1977), с. 43.
9. *Акустические кристаллы*, под ред. М. П. Шаскольской, Наука, Москва (1982), с. 88.
10. W. E. Nelson, J. F. Merklin, and R. S. Lee, Nucl. Instr. Meth. 133, 387 (1976).
11. А. Г. Липсон, В. А. Кузнецов, Д. М. Саков, Ю. П. Топоров, *Поверхность* № 10–11, 42 (1992).
12. S. C. Jain and G. P. Sootha, Phys. Stat. Sol. 22, 505 (1967).
13. E. V. Shand, *Glass Engineering Handbook*, McGraw-Hill, New York (1958).