

Письма в ЖЭТФ, том 17, вып. 2, стр. 71 – 74. 20 января 1973 г.

**ОБНАРУЖЕНИЕ ВЫСОКОЙ ВЕРОЯТНОСТИ
ДВУХФОТОННОЙ ФОТОЭМИССИИ ИЗ МЕТАЛЛОВ
В РАСТВОРЫ ЭЛЕКТРОЛИТОВ**

С. Д. Бабенко, В. А. Бендерский, Т. С. Руденко

Экспериментальному и теоретическому исследованию многофотонной фотоэмиссии металлов посвящено значительное число работ (см. обзор [1]), согласно которым теоретические значения фототока на два – три порядка ниже экспериментальных. В качестве причин этого расхождения рассматривались резкая поляризационная селективность фотоэмиссии (в модели поверхностного фотоэффекта), пространственная неоднородность и отличие статистических характеристик поля излучения от тепловых. Детальное сопоставление теории с экспериментом отсутствует. По-видимому, прямая проверка теории может быть основана на том, что во всех существующих моделях поверхностного фотоэффекта [2 – 5] отношение фототоков порядка k и $k + 1$ определяется параметром:

$$i_{k+1}/i_k \sim \Delta/U \quad k = 1, 2, \dots, \quad (1)$$

где $\Delta = e^2 E^2 / 4m\omega^2$ – энергия классического электрона в поле световой волны, U – глубина ямы металла ($U \approx 2\epsilon_F$, ϵ_F – энергия Ферми). Соотношение (1) справедливо и для простой модели объемного фотоэффекта при $k = 1$ [6]. Изучение фотоэмиссии из металлов в растворы электролитов позволяет измерить i_{k+1}/i_k , пользуясь одним и тем же источником излучения, устранив не только указанные выше побочные явления, но изменения i_{k+1}/i_k за счет различных условий поглощения света в металле при разных длинах волн.

Двух- и трехфотонная фотоэмиссия из ртути в водные растворы электролитов под действием рубинового и неодимового ОКГ наблюдалась в [7]. Особенностью фотоэмиссии в растворы электролитов является падение приложенного потенциала на атомных размерах у границы раздела и отсутствие сил электрического изображения при фотоэмиссии, в результате чего красная граница фотоэффекта линейно зависит от приложенного потенциала, а зависимость тока от энергии эмитируемых электронов "писывается не законом Фаулера, а законом "пяти вторых" [8]. Результаты экспериментального исследования этих закономерностей суммированы в [9]. Управление красной границей фотоэффекта с помощью приложенного потенциала позволяет на одном и том же фотокатоде в одинаковых условиях освещения наблюдать фотоэффект различного порядка.

В настоящей работе изучена одно- и двухфотонная фотоэмиссия из ртути (работа выхода при $\phi = 0$, $\hbar\omega_0 = 3,05 \text{ эв}$) под действием рубинового ОКГ ($\hbar\omega = 1,78 \text{ эв}$), когда первая наблюдается при $\phi > 1,7 \text{ в}$, а вторая при $0,5 < \phi < 1,7 \text{ в}$ относительно насыщенного каломельного электрода сравнения. Двухфотонная фотоэмиссия измерена также для меди и серебра. Импульсы света рубинового лазера в режиме модуляции добротности имели длительность $3 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$ при максимальной интенсивности, усредненной по площади пучка 3 Мвт/см^2 . Максимальная интенсивность света в различных точках фотокатода, найденная путем фотометрирования фотопластинок, превышала среднее значение не более, чем в 2 – 2,5 раза. Рутным фотокатодом служила полусфера диаметром $1,5 \text{ мм}$, центральная часть которой была закрыта диафрагмой, так что угол падения составлял от 60 до 90° . Последнее позволяло устранить нагревание фотокатода светом, падающим нормально к поверхности. Медный и серебряный фотокатоды освещались под углом 45° . Нагревание фотокатода определяется соотношением

$$\Delta T = L_0 (t_u / c \rho \kappa)^{1/2} f(\theta), \quad (2)$$

где L_0 , t_u – интенсивность и длительность импульса света, c , ρ , κ – теплопроводность, плотность и теплопроводность металла. Функция $f(\theta)$ определяет поглощение света в металле и зависит от его оптических констант и угла падения. Найденные значения $\Delta T / L_0$ равны: $3,5 \cdot 10^{-5}$, $1,1 \cdot 10^{-5}$, $0,25 \cdot 10^{-5} \text{ град/вт} \cdot \text{см}^{-2}$ для ртути, меди и серебра соответственно. В соответствии с этой оценкой максимальное значение L_0 выбиралось так, чтобы нагрев металла с учетом неоднородности освещения не превышал 100° . Возникающий при этом ток термоэмиссии должен быть на четыре – пять порядков ниже наблюдаемого. Другой мешающий ток обусловлен температурным изменением емкости двойного слоя

[9]. Полный заряд, создаваемый этим током, однако, равен нулю, если время регистрации больше времени тепловой релаксации, что выполнялось в настоящих экспериментах. Оценка нагрева границы раздела из величины этого тока дает $\Delta T < 50^\circ$. Таким образом, измеряемый фототок мог быть обусловлен только током фотоэмиссии. На рис. 1 показана вольт-амперная зависимость фототока, на которой отчетливо видны

$j^{0.4}$, относ. ед.

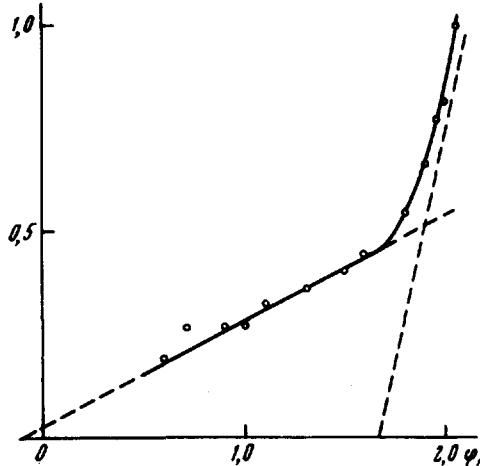


Рис. 1. Зависимость тока фотоэмиссии (j) из ртути в раствор электролита ($0,1\text{N}(\text{C}_2\text{H}_5)_4\text{Cl}$) от потенциала электрода (ϕ). Зависимости токов, обусловленных одно- и двухфотонной фотоэмиссией, определенные из $j(\phi)$, от потенциала электрода представлены штриховыми линиями. Потенциалы приведены относительно насыщенного каломельного электрода

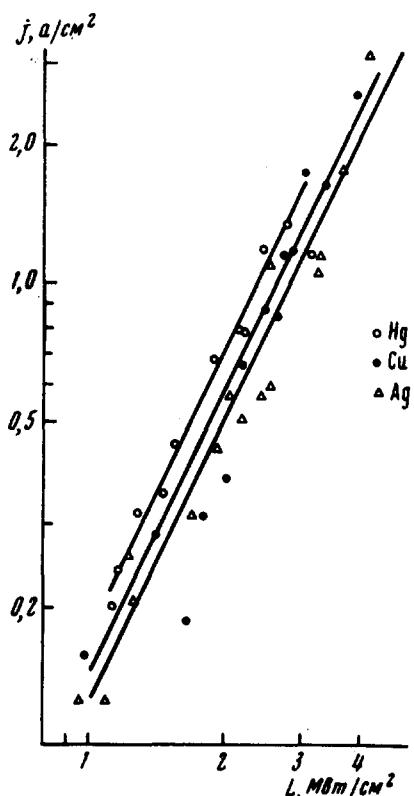


Рис. 2. Зависимости токов фотоэмиссии из металлов в раствор электролита от интенсивности света (L). Наблюдаемые зависимости отвечают соотношению: $j \sim L^n$, $n = 2 \pm 0,2$

два участка, отвечающих одно- и двухфотонной фотоэмиссии соответственно. В области двухфотонной фотоэмиссии фототок пропорционален квадрату интенсивности света (рис. 2), а при $\phi > 1,7$ в эта зависимость

приближается к линейной. Разность пороговых значений потенциалов ($1,7 - 1,8 \text{ eV}$), полученных экстраполяцией соответствующих участков вольт-амперной зависимости, соответствует энергии кванта лазера. Зависимости $i_2(\phi)$ и $i_1(\phi)$ не изменяются при уменьшении интенсивности света в пределах, показанных на рис. 2. Значение квантового выхода однофотонного фотоэффекта для ртути согласуется с измеренным ранее [9] при низких интенсивностях света ($(1 \div 2) \cdot 10^{-4}$ при максимальной энергии эмитированных электронов $\epsilon_m = 0,5 \text{ eV}$). Отношение наблюдаемых токов i_2 / i_1 при равных ϵ_m составляет $(1 \div 2) \cdot 10^{-3}$ при интенсивности света $1,5 - 2 \text{ M}e\text{V}/\text{cm}^2$, что почти на четыре порядка больше теоретического значения Δ/U . Для серебра и меди квантовый выход однофотонного фотоэффекта по порядку величины близок к измеренному на ртути, токи двухфотонной фотоэмиссии также близки (рис. 2), поэтому отношение i_2 / i_1 для этих металлов также значительно больше теоретического.

Причиной столь резкого расхождения, по-видимому, может быть объемный характер фотоэффекта, причем увеличение i_2 / i_1 обусловлено сложной структурой энергетических зон этих металлов. Другое объяснение может быть связано с участием в двухфотонной фотоэмиссии промежуточных состояний [10], в частности, связанных с границей металл-электролит.

Во всяком случае, приведенные экспериментальные данные наряду с указанными выше расхождениями в теоретических и экспериментальных значениях токов фотоэмиссии в вакуум указывают на необходимость уточнения существующих моделей многофотонной фотоэмиссии металлов.

Авторы благодарят Л.В.Келдыша и А.П.Силина за обсуждение результатов.

Институт химической физики

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

6 декабря 1972 г.

Литература

- [1] А.Д.Гладун, П.П.Барашев. УФН, **98**, 493, 1969.
- [2] R. L. Smith. Phys. Rev., **128**, 2225, 1962.
- [3] I. Adawi. Phys. Rev., **134A**, 788, 1964.
- [4] Ф.В.Бункин, М.В.Федоров. ЖЭТФ, **48**, 1341, 1965.
- [5] А.М.Бродский, Ю.Я.Гуревич. ЖЭТФ, **60**, 1452, 1971.
- [6] P. Bloch. J. Appl. Phys., **35**, 2052, 1964.
- [7] Л.И.Коршунов, В.А.Бендерский, В.И.Гольданский, Я.М.Золотовицкий. Письма в ЖЭТФ, **7**, 55, 1968.
- [8] А.М.Бродский, Ю.Я.Гуревич. ЖЭТФ, **54**, 213, 1968.
- [9] Л.И.Коршунов, Я.М.Золотовицкий, В.А.Бендерский. Усп. химии, **40**, 1511, 1971.
- [10] Н.Б.Делоне, Л.В.Келдыш. Препринт ФИАН, №11, 1970.