ходится в виде

$$\Delta I_a = \frac{1}{2}\frac{d^2 I_a}{dV_a^2}\Bigg|_{V_{a0}} \overline{\Delta V_a^2} = \begin{cases} \beta I_к \dfrac{\exp\left(\dfrac{V_{a0}}{V_т}\right)}{4V_т^2} V_{10}^2, \ V_{a0} < 0; & (4) \\ -\dfrac{1}{2}\beta I_к \sigma_0 V_{10}^2, \qquad 0 < V_{a0} \leqslant V_п. & (5) \end{cases}$$

Таким образом, на начальном участке вольт-амперной характеристики детекторный ток положителен, а на участке *B* в режиме возврата — отрицателен, что вполне соответствует экспериментальной кривой *2* из работы [3], показанной на рисунке. Проводя оценки V_{10} по данным [4], найдем, что при $\beta \simeq 0{,}05$, $\sigma_0 \simeq 10$, $I_к \simeq 10^{-3}$ А (типичные экспериментальные параметры) детекторный ток может иметь величину порядка $k_т \sim 1$—10 А/Вт ($k_т$ есть токовая чувствительность детектора), так что пороговая чувствительность детектирования оказывается на уровне

$$NEP = \frac{\sqrt{2e_0 I_a}}{k_т} \sim 10^{-12} - 10^{-13} \text{ Вт/Гц}^{1/2},$$

как и было получено в эксперименте [3].

Для повышения чувствительности детектирования, как видно из (4)—(5), следует увеличивать параметр $\beta \sim V_п^{-1}$, т. е. применять потоки с малым поперечным разбросом по энергиям электронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Девятков М. Н., Костиенко А. И., Мясоедов Е. Я. Радиотехника и электроника, 1962, **7**, № 5, с. 838. [2] Девятков М. Н. В кн.: IX Всес. конф. по электронике СВЧ. Т. 1. Вакуумная электроника СВЧ. Киев: Изд-во КПИ, 1979, с. 57. [3] Лебедев Р. В. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1978, **19**, № 6, с. 64. [4] Пирогов Ю. А. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1971, **12**, № 6, с. 661.

Поступила в редакцию
04.03.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1

УДК 535.215.1

О ЗАКОНЕ ЛУКИРСКОГО—ПРИЛЕЖАЕВА ДЛЯ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Л. Ю. Наумова, Б. Б. Шишкин

(кафедра электроники)

В своей известной работе [1] Лукирский и Прилежаев предложили эмпирическую формулу для описания начального участка кривой задержки фототока:

$$i = A(V_1 - V)^2, \tag{1}$$

где V — отрицательный потенциал, который подается на анод двухэлектродной системы с фотокатодом, $A = \text{const}$, V_1 — постоянная величина для заданной частоты падающего света. Полученные данные находятся в согласии с приведенной формулой. Лукирский и Прилежаев

проводили свои опыты для разных металлов вблизи красной границы фотоэффекта. Расширение интервала частот падающего света до области глубокого ультрафиолета позволило Спайсеру [2] создать мощный современный метод исследования зонной структуры твердых тел — метод электронной спектроскопии вакуумного ультрафиолета. На всех экспериментальных кривых задержки, измеренных Спайсером с сотрудниками, а также многими другими авторами, в координатах di/dV и V вблизи пороговых V имеются строго линейные участки, подтверждающие формулу (1). Таким образом, можно говорить о законе Лукирского—Прилежаева для внешнего фотоэффекта.

Нам неизвестны работы, в которых был бы выведен закон Лукирского—Прилежаева. Задача настоящего исследования — теоретическое обоснование закона (1) на основе положений теории Фаулера [3].

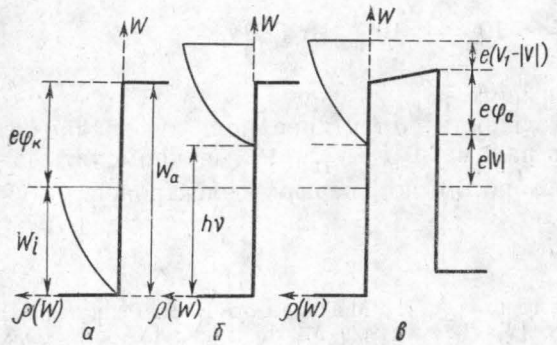

Рис. 1

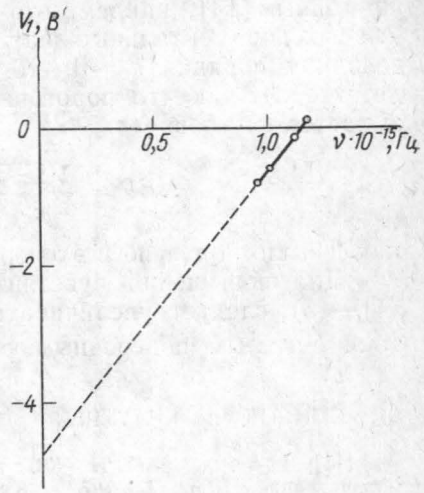

Рис. 2

Пусть металлические катод и анод образуют вакуумный конденсатор. Катод облучается монохроматическим светом с частотой $\nu=$ $=\text{const}$. Рассмотрим соответствующие энергетические диаграммы, показанные на рис. 1. Предполагаем однородность катода и анода по работе выхода. Мы будем отсчитывать энергию от уровня дна зоны проводимости. Обозначим через W_i максимальную граничную энергию электронов в металле при $T\sim0$ К (энергию Ферми), а через W_a — энергию электронов в вакууме у поверхности металла. Очевидно, работа выхода катода

$$e\varphi_к=W_a-W_i. \tag{2}$$

Энергетическое распределение электронов $\rho(W)=dN/dW$ при $T\sim0$ К показано на рис. 1, *а*. При облучении металла светом частоты ν, согласно Фаулеру [3], электроны приобретают энергию $h\nu$, распределение $\rho(W)$ не меняется, но происходит сдвиг кривой распределения на величину $h\nu$ вдоль оси энергий (рис. 1, *б*). При этом электроны с энергиями, превышающими W_a, могут свободно выходить из металла, формируя фотоэмиссионный ток. В отсутствие внешнего поля на анод попадут только те электроны, энергия которых превышает потенциальный барьер $W_a+eV_{крп}$, где $V_{крп}$ — контактная разность потенциалов между катодом и анодом. При подключении отрицательного потенциала V к аноду потенциальный барьер увеличивается на $e|V|$ (рис.1, *в*),

и меньшая доля электронов, вылетевших с катода, создает анодный ток. Пренебрегая «провисанием» потенциала в конденсаторе из-за пространственного заряда электронов, напишем уравнение для плотности фототока:

$$j = \int \frac{e}{m} p_z \frac{dn'}{dn} dn, \tag{3}$$

где p_z — нормальная к поверхности составляющая импульса электронов, dn' — парциальная плотность возбужденных электронов, dn — парциальная плотность электронов в нормальном состоянии, легко определяемая в зоммерфельдовской модели металла [4], e/m — удельный заряд электрона.

Следуя Фаулеру, введем коэффициент α — долю возбужденных электронов:

$$\alpha = \frac{dn'}{dn} = \text{const}. \tag{4}$$

Это допущение $\alpha = \text{const}$ хорошо подтверждается на опыте для частот ν, не сильно отличающихся от частоты красной границы фотоэффекта.

Как легко понять из анализа рис. 1, *в*, интегрирование в (3) по энергиям для электронного Ферми-газа нужно проводить в пределах от $W_a + eV_{\text{крп}} + e|V| - h\nu$ до бесконечности. В результате вычислений в предельном случае $T \to 0$ К получается:

$$j = \frac{\alpha}{2} A_0 \left(\frac{e}{k}\right)^2 (V_1 - |V|)^2 \text{ для } |V| < V_1, \tag{5}$$

$$j = 0 \qquad \text{для } |V| > V_1, \tag{6}$$

где

$$V_1 = \frac{1}{e}(h\nu - e\varphi_a), \tag{7}$$

$A_0 = 120{,}2$ А²/см²·К² — постоянная Зоммерфельда, через $e\varphi_a$ обозначена работа выхода анода.

Таким образом расшифровываются коэффициенты A и V_1 в законе Лукирского—Прилежаева (1). Для проверки полученной формулы (7) воспользуемся данными из работы Лукирского [5] и построим зависимость $V_1 = f(\nu)$ (рис. 2). Прямая $f(\nu)$ пересекает ось V_1 в точке $V_1^* = -4{,}7$ В. Согласно данным Лукирского, $\varphi_a = 4{,}68$ В. Следовательно, $|V_1^*| \approx \varphi_a$, что и подтверждает уравнение (7), а следовательно и (5), (6).

Уравнение (5) легко обобщается на случай переходных металлов со сложной зависимостью $\rho(W)$. При таком обобщении в фаулеровский коэффициент α войдет плотность электронных состояний на уровне Ферми металла.

Итак, основная задача работы выполнена: закон Лукирского—Прилежаева достаточно строго обоснован теоретически.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Lukirsky P., Prilezaev S. Zs. f. Phys., 1928, **49**, p. 236. [2] Spicer W. E. Proc. Intern. Congr. «Optical Prop. and Electronic Structure of Metall and Alloys», Paris, 1965, p. 296. [3] Fowler R. H. Phys. Rev., 1931, **38**, p. 45. [4] Бете Г., Зоммерфельд А. Электронная теория металлов. Л.—М., 1938. [5] Лукирский П. О фотоэффекте. Л.—М., 1933.

Поступила в редакцию
30.04.81