

5. Вычисленные значения $(\Delta N/\Delta S)_{cp}$ и k находятся в удовлетворительном соответствии с измеренными и известными из литературы.

6. Результаты представляют интерес в связи с использованием разряда в магниторазрядных насосах и для получения тонких пленок.

Авторы выражают благодарность Э. М. Рейхруделю за участие в обсуждении полученных результатов.

Литература

- [1] Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В. ЖТФ, 1963, т. 33, № 12, с. 1405—1429.
- [2] Смирницкая Г. В., Нгуен Хыу Ти. ЖТФ, 1969, т. 39, № 9, с. 1625—1631.
- [3] Кононова Н. Н., Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В. ЖТФ, 1980, т. 50, № 3, с. 509—605.
- [4] Смирницкая Г. В., Нгуен Хыу Ти. ЖТФ, 1969, т. 39, № 6, с. 1044—1051.
- [5] Методы анализа поверхностей / Под ред. Зандерны А. М.: Мир, 1979, с. 29.
- [6] Плишицев Н. В. Катодное распыление. М.: Атомиздат, 1968, с. 70—71.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Физический факультет

Поступило в Редакцию
22 декабря 1986 г.

УДК 537.312.62

Журнал технической физики, т. 58, в. 2, 1988

ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ ПЛЕНОЧНОГО КРИОТРОНА

А. П. Кашин, М. Э. Максимов, О. В. Марченко

В работе [1] для объяснения экспериментальной вольт-амперной характеристики (ВАХ) криотрона предложена модель, основанная на тепловом механизме разрушения сверхпроводящего состояния пленки. В результате решения уравнения Лапласа полное сопротивление рабочего участка структуры R и увеличение плотности тока между остриями сверхпроводящих электродов K выражены через функции

$$f_1(\alpha) = \sum_{n=1, 3, 5, \dots}^{\infty} \frac{\sin n\alpha}{n}, \quad (1)$$

$$f_2(\alpha) = \sum_{n=1, 3, 5, \dots}^{\infty} \frac{\sin n\alpha}{n^2} \quad (2)$$

и имеют вид

$$R = R_0 \frac{\pi\alpha}{2f_2(\alpha)}, \quad K = f_1(\alpha)/f_2(\alpha).$$

Однако эти ряды слабо сходятся, особенно при малых углах α , когда происходит наиболее существенное изменение крутизны ВАХ. Так, например, при $\alpha=0.1$ для вычисления $f_1(\alpha)$ с точностью до двух значащих цифр требуется просуммировать более двухсот членов ряда.

Очевидно, авторы [1] не заметили, что ряды типа (1), (2) выражаются через элементарные функции и интегралы от них. Действительно, воспользовавшись обобщенными методами суммирования [2], нетрудно показать, что

$$L(\rho, \alpha) = \sum_{n=1, 3, 5, \dots}^{\infty} \rho^{n-1} \frac{\sin n\alpha}{n} = \frac{1}{2\rho} \arctg \frac{2\rho \sin \alpha}{1 - \rho^2}$$

и, следовательно,

$$f_1(\alpha) = L(1, \alpha) = \frac{\pi}{4}, \quad \alpha > 0,$$

$$f_2(a) = \int_0^1 L(\rho, a) d\rho = -\frac{1}{2} \int_0^a \ln\left(\operatorname{tg} \frac{t}{2}\right) dt.$$

Отсюда видно, что $f_1(a)$ оказалось постоянной величиной, а $f_2(a)$ может быть представлена в виде быстро сходящегося ряда по степеням a (см. также [3])

$$f_2(a) = \frac{a}{2} \left(1 + \ln \frac{2}{a} - \frac{a^2}{36} - \frac{7a^4}{7200} - \dots \right),$$

в котором достаточно ограничиться первыми двумя членами. Поэтому искомые характеристики криотрона приближенно равны

$$R \simeq R_{\square} \frac{\pi}{1 + \ln(2/a)}, \quad K \simeq \frac{1}{2a} \frac{\pi}{1 + \ln(2/a)}. \quad (3)$$

Таким образом, уменьшение крутизны ВАХ с ростом a связано с логарифмической зависимостью в знаменателе (3).

Литература

- [1] Вендик О. Г., Зайончковский А. Я., Терещенко Л. Л. ЖТФ, 1986, т. 56, № 1, с. 167—172.
 [2] Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. Элементарные функции. М.: Наука, 1981. 800 с.
 [3] Максимов М. Э., Марченко О. В. Инж.-физ. журн., 1983, т. 44, № 4, с. 687—688.

Поступило в Редакцию
23 декабря 1986 г.

УДК 535.215

Журнал технической физики, т. 58, в. 2, 1988

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ФОТОЭДС В НЕЛИНЕЙНОМ РЕЖИМЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ

И. А. Соколов, Г. С. Трофимов, С. И. Степанов

1. Ранее в работах [1, 2] авторами была исследована нестационарная эдс, наблюдаемая при пространственно-неоднородном освещении фотопроводящего образца. Эффект заключался в возникновении знакопеременного тока через короткозамкнутый образец фотопроводника при его освещении колеблющейся интерференционной картиной (рис. 1). Теоретический анализ этого явления, представленный в [1, 2], был, однако, выполнен лишь для случая малых амплитуд колебания Δ интерференционной картины

$$I(x, t) = I_0 [1 + m \cos(kx + \Delta \cos \Omega t)]. \quad (1)$$

Данная работа посвящена его расширению на случай больших величин $\Delta \gg 1$, что особенно важно при исследовании нестационарной фотоэдс при частотах возбуждения $\Omega \ll \Omega_0$ (Ω_0 — частота среза, отвечающая характерному времени релаксации τ_g объемных зарядов решеток в объеме фотопроводника [3]).

2. Как было показано в [1], в приближении низкого контраста ($|m| \ll 1$) интерференционной картины (1) выражение для сквозного тока через образец имеет вид

$$J(t) = \frac{e\mu n_0}{4} \left(a(t) E^*(t) + a^*(t) E(t) \right) = \frac{e\mu n_0}{2} \operatorname{Re} (E(t) a^*(t)). \quad (2)$$

Здесь e — заряд электрона; μ — подвижность; n_0 — средняя плотность фотоэлектронов; $n_0 a(t)$ — комплексная амплитуда их пространственно-периодического распределения; $E(t)$ — комплексная амплитуда электрического поля пространственного заряда, возникающего в процессе диффузии фотоиндуцированных электронов из светлых полос интерференционной картины в темноте.

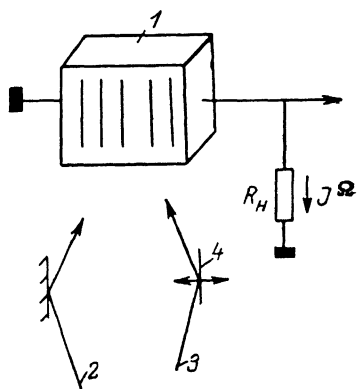


Рис. 1. Схема наблюдения нестационарной эдс в неоднородном освещаемом образце фотопроводника.

1 — образец фотопроводника с электродами на боковых гранях; 2, 3 — световые пучки, формирующие интерференционную картину; 4 — подвижное зеркало, колеблющееся по периодическому закону с частотой Ω .