ФТП, том 22, вып. 3, 1988

ПОВЕРХНОСТНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ЭНЕРГИИ И ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ТОНКИХ ОБРАЗЦОВ

Прима Н. А., Саченко А. В.

Экспериментальные данные, полученные на проводящих каналах или тонких образцах в форме пластин из n-Si [1, 2] и p-Ge [3, 4], показывают, что поверхность образцов может активно участвовать в релаксации энергии электронов проводимости (дырок), существенно снижая их разогрев в приповерхностных слоях толщиной порядка длины остывания L_ε ($L_\varepsilon \sim \sqrt{D\tau_\varepsilon}$, D — коэффициент диффузии, τ_ε — время релаксации энергии). В таких условиях ВАХ в греющих электрических полях становится весьма чувствительной к толщине образцов и способу обработки поверхности.

Тонкие образцы в [1-4] получены различными методами. Различались и способы обработки поверхности. Тем не менее во всех экспериментах характерная скорость поверхностного остывания S_ε составляла, по оценкам, $(5\div6)\cdot10^6$ см/с, т. е. по порядку величины была равна тепловой скорости носителей тока $\bar{v}$. Интересны эксперименты на образцах с обедняющим изгибом зон [2]. Они показали, что практически каждый электрон, способный преодолеть барьер и подойти к поверхности, полностью теряет свою избыточную энергию.

Последовательная микроскопическая теория релаксации энергии на поверхности в настоящее время отсутствует. Экспериментальные данные свидетельствуют о зависимости S_ε как от температуры решетки T_0, так и от степени разогрева электронного газа. Обычно считают, что S_ε на реальной поверхности по аналогии с характерным временем релаксации в объеме степенным образом зависит от температуры носителей тока T_e [5-8]:

$$S_\varepsilon = S_{\varepsilon 0} U^{q-1}, \quad \tau_\varepsilon = \tau_{\varepsilon 0} U^{1-r}, \quad U = T_e/T_0. \tag{1}$$

Цель нашей работы — указать на эффект, целиком обусловленный охлаждением электронов проводимости на поверхности и состоящий в возникновении в тонких образцах ($d \ll L_\varepsilon$) S-образных ВАХ в ситуации, когда в толстых образцах ($d \gg L_\varepsilon$) ВАХ монотонна. Ранее (впервые в [8], с точным численным счетом в [9]) была показана возможность существования такого эффекта в магнитном поле, параллельном греющему электрическому. Нами получены S-образные ВАХ в отсутствие магнитного поля.

Рассмотрим однородную полупроводниковую пластинку, тонкую в направлении y ($-d \leqslant y \leqslant d$). Греющее электрическое поле E и ток j направлены вдоль x. Предположим, что носители тока в образце рассеиваются квазиупруго, так что время релаксации импульса $\tau_p = \tau_{p0} U^s$ значительно меньше τ_ε, соответственно длина свободного пробега $l_p \ll L_\varepsilon$. Это условие обычно хорошо выполняется в широком интервале температур. Кроме того, для простоты ограничимся случаем

$$l_p \ll d \ll L_\varepsilon. \tag{2}$$

При произвольном соотношении между d и L_ε зависимость $T_e(y)$ описывается сложным дифференциальным нелинейным уравнением с переменными коэффициентами (уравнение баланса энергии) и его решения либо исследуются качественно [7, 10], либо находятся численно. В тонких (2) образцах изменение температуры по толщине невелико [10], поэтому $U(y)$ можно разложить в ряд [11]

$$U(y) = U_0 + a_1 (y/L_{\varepsilon 0}) + a_2 (y/L_{\varepsilon 0})^2 + \ldots \tag{3}$$

Тогда уравнение баланса энергии (после использования граничных условий для определения коэффициентов a_1, a_2) примет вид [11]

$$\mathcal{E}_0^2 - U_0^{r-s-1}(U_0 - 1) - \frac{\tau_{\varepsilon 0}(S_\varepsilon^+ + S_\varepsilon^-)}{2d} \frac{U_0 - 1}{U_0^s} = 0. \tag{4}$$

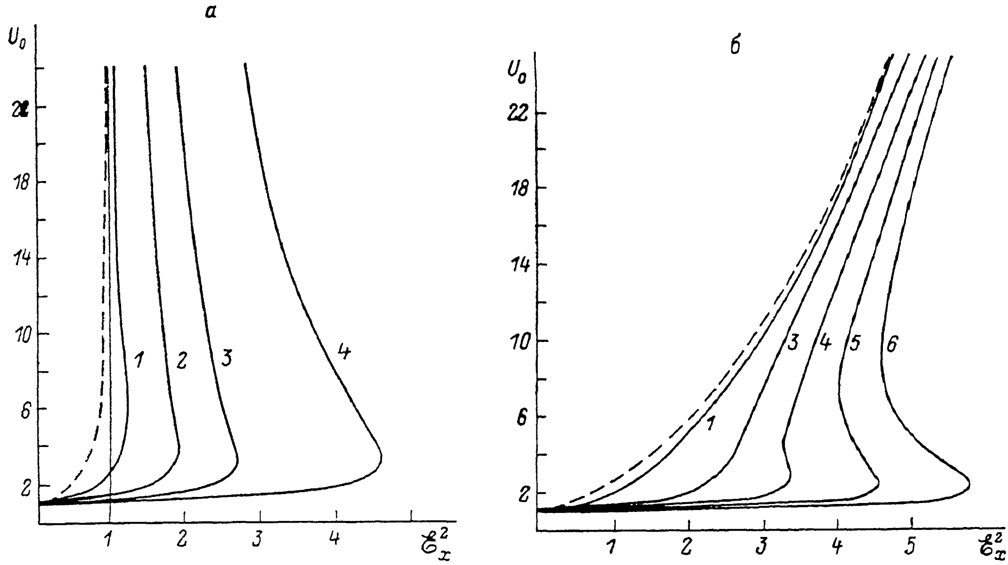
Здесь $\mathcal{E}_x^2=(eEL_{\varepsilon 0}/T_0)^2\,(^5/_2+s)^{-1}]$ — безразмерное электрическое поле, $L_{\varepsilon 0}=\sqrt{D\tau_{\varepsilon 0}\,(^5/_2+s)}$ — длина остывания в слабых электрических полях, $S_\varepsilon^\pm$ — скорости остывания соответственно на поверхностях $y=\pm d$. Далее считаем, что обе скорости S_ε^+ и S_ε^- одинаковым образом зависят от разогрева по закону (1), и введем параметр

$$\beta=\frac{\tau_{\varepsilon 0}\,(S_{\varepsilon 0}^+ + S_{\varepsilon 0}^-)}{2d}\sim\frac{L_{\varepsilon 0}}{d}\sqrt{\frac{\tau_{\varepsilon 0}}{\tau_p}}\,\frac{S_{\varepsilon 0}^+ + S_{\varepsilon 0}^-}{\bar v}. \tag{5}$$

В результате уравнение теплового баланса преобразуется к виду

$$\mathcal{E}_x^2-U_0^{r-s-1}\,(U_0-1)-\beta U_0^{q-s-1}\,(U_0-1)\equiv\mathcal{E}_x^2-f\,(U_0)=0. \tag{6}$$

Заметим здесь, что (4) и (6) верны при конечных скоростях поверхностного остывания. В теории часто рассматривается случай $S_\varepsilon^\pm\to\infty$, для которого тепловой баланс в тонких образцах записывается иначе [9].



Зависимость температуры электронов U_0 от квадрата греющего электрического поля $\mathcal{E}_x$.

Согласно (6), функция $f\,(U_0)=\mathcal{E}_x^2$. Штриховая кривая соответствует толстому образцу, сплошные — тонким образцам. Параметр β: *1* — 1, *2* — 3, *3* — 5, *4* — 10, *5* — 15, *6* — 20; *а* — $r-s=0$, $q-s=-0.5$; *б* — $r-s=0.5$, $q-s=-1$.

В толстых образцах ($d\gg L_\varepsilon$) последнее слагаемое в (4) отсутствует и для неперегревных механизмов рассеяния ($r-s\geqslant 0$) температура монотонно растет при увеличении греющего электрического поля. ВАХ образца при $r\mp s>0$ также монотонна [7].

Параметр β, как видно из (5), при $S_\varepsilon^\pm\sim\bar v$ по величине больше единицы и растет с уменьшением толщины образца, соответственно поверхностное охлаждение тем эффективнее (6), чем тоньше образец. Поэтому, если $r>q$, возможна ситуация, когда однозначные зависимости $U_0\,(\mathcal{E}_x)$, характерные для толстого образца, превращаются в тонком в многозначные (S-образные), так что одному значению греющего поля $\mathcal{E}_x$ отвечают два ($r-s=0$) или три ($r-s>0$) различных значения U_0 (см. рисунок). При этом функция $f\,(U_0)$ немонотонна и имеет максимум или максимум, а затем минимум с последующим монотонным нарастанием. Следовательно, S-образные зависимости $U_0\,(\mathcal{E}_x)$ возможны, если при некотором значении $U_0=U_m$ производная $f'\,(U_m)$ обращается в нуль:

$$f'\,(U_m)=U_m^{q-s-2}\left\{\left[(r-s)\,U_m^{r-q+1}-(r-s-1)\,U_m^{r-q}\right]+\beta\left[(q-s)\,U_m-(q-s-1)\right]\right\}=0. \tag{7}$$

Рассмотрим это условие подробнее. Первая квадратная скобка для выбранных механизмов рассеяния всегда положительна, поэтому (7) может быть выполнено, только если

$$q-s<0. \tag{8}$$

Требование (8) является необходимым, но недостаточным. Уравнение (7) накладывает также ограничения и на величину β. Таким образом, математическое условие (7) эквивалентно двум физическим требованиям: на механизм поверхностного рассеяния (8) и на толщину образца

$$\beta > \beta_{\min}. \tag{9}$$

Для определения $\beta_{\min}$ удобно записать из (7) β как функцию U_m

$$\beta = \frac{(r-s)\,U_m^{r-q+1} - (r-s-1)\,U_m^{r-q}}{(s-q)\,U_m - (s+1-q)} \equiv F(U_m) \tag{10}$$

и найти значение $F(U_m)$ в минимуме. Выражения просты, однако громоздки, поэтому мы их не приводим. Отметим только, что $\beta_{\min}$ есть функция r, s, q и, как правило, для выполнения (7) оно должно быть порядка нескольких единиц или даже нескольких десятков. Очевидно, что наиболее благоприятна ситуация с малыми значениями $(r-s)$ и большими $(s-q)$. Поэтому рассматриваемое явление проще всего наблюдать в образцах, где рассеяние импульса происходит в основном на заряженной примеси и параметр s велик $(s\approx 1.5)$. Чем больше β, т. е. чем тоньше образец, тем больше область полей, для которой имеется падающая ветвь на зависимости $U_0\,(\mathcal{E}_x)$ (см. рисунок).

Протекающий через образец ток

$$j = \sigma_0 U_0^s \mathcal{E}_x, \tag{11}$$

и для механизмов рассеяния $r\mp s>0$ в толстом образце ВАХ монотонна. В тонком образце, если выполнены условия (8), (9) и $q+s>0$, ВАХ качественно повторяют зависимости $U_0\,(\mathcal{E}_x)$, изображенные на рисунке, т. е. приобретают S-образный вид.

Таким образом, подход, использованный нами, позволил показать возможность существования S-образных ВАХ в тонких образцах и получить необходимые для этого критерии.

В заключение отметим, что в пластинках n-Si при типичных его параметрах и указанных механизмах рассеяния ($d\leqslant L_{\varepsilon 0}\approx 3$ мкм, $s=1.5$, $r=1.5$, $q<r$, $S_\varepsilon^\pm\sim 10^7$ см/с) S-образные ВАХ при $T_0=80$ К должны наблюдаться в полях $E\geqslant 20$ В/см. Для поиска предсказываемого эффекта предпочтительны образцы с достаточно высокой плотностью поверхностных дефектов.

Литература

[1] Климовская А. И., Снитко О. В., Мельников В. И. Размерный эффект на горячих электронах в кремнии. — В кн.: Тр. IX Межд. конф. по физике полупроводников. Л., 1969, т. 2, с. 848—852.
[2] Климовская А. И., Кириллова С. И., Снитко О. В. Влияние обработки поверхности кремния на размерные эффекты. — ФТП, 1974, т. 8, в. 4, с. 702—710.
[3] Зотьев Б. П., Кравченко А. Ф., Скок Э. М. Размерный эффект в электропроводности полупроводниковых пленок. — ФТП, 1972, т. 6, в. 7, с. 1377—1379.
[4] Вильмс П. П., Сардарян В. С., Добровольский П. П., Копылова С. В. Нелинейность тока в пленках германия в магнитном поле. — Письма ЖЭТФ, 1969, т. 10, в. 8, с. 377—380.
[5] Рашба Э. И., Грибников З. С., Кравченко В. Я. Анизотропные размерные эффекты в полупроводниках. — УФН, 1976, т. 119, в. 1, с. 3—46.
[6] Саченко А. В. Влияние областей пространственного заряда на граничные условия к размерным эффектам. — ФТП, 1977, т. 11, в. 3, с. 456—460.
[7] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М., 1984. 288 с.
[8] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Вольтамперные характеристики ограниченных образцов. — ФТП, 1973, т. 7, в. 1, с. 3—32.
[9] Акопян А. А., Грибников З. С. Отрицательная дифференциальная проводимость, обусловленная поверхностным охлаждением электронного газа в полупроводниках. — Письма ЖТФ, 1980, т. 6, в. 15, с. 900—903.
[10] Прима Н. А. Поперечное магнитосопротивление тонких полупроводниковых слоев в греющих электрических полях. — ФТП, 1975, т. 9, в. 3, с. 543—648.
[11] Прима Н. А., Саченко А. В. Проводимость тонких полупроводниковых пластин в греющих электрических полях. — ФТП, 1981, т. 15, в. 8, с. 1632—1634.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получено 8.07.1987
Принято к печати 21.08.1987