

# РАССЕЯНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В $n$ - $InSb$

## ПРИ ГЕЛИЕВЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

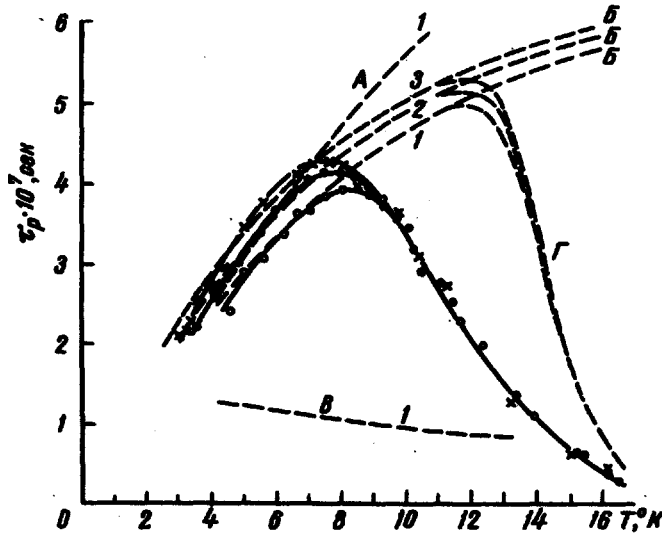
Т.М.Лифшиц, А.Я.Олейников, А.Я.Шульман

В сурьмянистом индии  $n$ -типа с концентрацией примесей  $\geq 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  при гелиевых температурах изменение электропроводности с электрическим полем обычно относят за счет изменения подвижности электронов вследствие разогрева электронного газа. Рассеяние импульса носителей в этих условиях происходит на электростатическом потенциале заряженных примесных центров, а рассеяние энергии — на колебаниях решетки. Поскольку  $InSb$  — пьезоэлектрический кристалл, рассеяние энергии электронов может, вообще говоря, происходить как на деформационном, так и на пьезоэлектрическом потенциалах акустических фононов, а при заметном разогреве электронного газа — и на оптических фононах [1-3].

С целью изучения механизмов рассеяния энергии мы исследовали полевыми и температурную зависимости времени релаксации электропроводности образцов  $n$ - $InSb$ , которое одновременно является временем передачи избыточной средней энергии от электронного газа решетке кристалла.

Образец с нелинейной вольт-амперной характеристикой, к которому приложено постоянное напряжение от батарей, для малых переменных сигналов является линейным элементом, и его можно характеризовать комплексной проводимостью  $G(\omega)$ . Измеряя мостовым методом активную и реактивную составляющие  $G(\omega)$ , можно по ним вычислить время релаксации средней энергии  $\tau$  для каждого значения решеточной температуры и мощности, рассеиваемой в образце. Необходимо отметить, что время релаксации электропроводности зависит от параметров цепи и от способа включения образца в нее, что является следствием подкачивающего действия батарей [4]. Если образец включен в цепь последовательно с нагрузкой и источниками постоянного и переменного напряжений, то в случае равенства сопротивле-

ний образца и нагрузки при малых изменениях электропроводности  
 мощность, рассеиваемая в кристалле, остается постоянной. Соответ-  
 ствующее время релаксации средней энергии электронного газа мы  
 обозначаем через  $\tau_p$ .



Зависимость  $\tau_p$  от температуры электронного газа  
 при различных температурах кристалла. Сплошные ли-  
 нии - эксперимент, пунктир - теория. Обозначения  
 экспериментальных точек соответствуют температурам  
 $T_0$ :  $\circ$  -  $4,2^\circ\text{K}$ ,  $\ominus$  -  $3,2^\circ\text{K}$ ,  $\times$  -  $2,6^\circ\text{K}$ . А -  $P=P_{\text{пьез}}$ ,  
 $e_{I4} = 2,6 \cdot 10^4$  дин  $1/2 \text{ см}^{-1}$ ; Б -  $P=P_{\text{пьез}} + P_{\text{деф}}$ ,  $e_{I4} =$   
 $2,6 \cdot 10^4$  дин  $1/2 \text{ см}^{-1}$ ,  $\epsilon_s = 5,8$  эв; В -  $P=P_{\text{пьез}} +$   
 $+P_{\text{деф}}$ ,  $e_{I4} = 2,6 \cdot 10^4$  дин  $1/2 \text{ см}^{-1}$ ,  $\epsilon_s = 30$  эв;  
 $\Gamma$  -  $P=P_{\text{пьез}} + P_{\text{деф}} + P_{\text{опт}}$ ,  $e_{I4} = 2,6 \cdot 10^4$  дин  $1/2 \text{ см}^{-1}$ ,  
 $\epsilon_s = 5,8$  эв,  $e^*/e = 0,16$ ; 1 -  $4,2^\circ\text{K}$ ; 2 -  $3,2^\circ\text{K}$ ;  
 3 -  $2,6^\circ\text{K}$

На рисунке приведены зависимости  $\tau_p$  от электронной темпе-  
 ратуры  $T$  для одного из измеренных образцов ( $\# 33 - 2$ , концентра-  
 ция электронов  $n = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , подвижность  $\mu_{4,2} = 3 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \text{ в}^{-1} \text{ сек}^{-1}$ ).  
 Электронная температура определялась из сопоставления кривых  
 $\sigma = \sigma(T_0)$  и  $\sigma = \sigma(P)$  ( $\sigma$  - электропроводность кристалла,  
 $T_0$  - решеточная температура,  $P$  - мощность, рассеиваемая в образ-  
 це)

це при наложении на него статического электрического поля).

В приближении электронной температуры уравнение баланса энергии электронного газа непосредственно приводит к выражению для  $\tau_p$  [4]:

$$\tau_p = nc / (dP/dT),$$

где  $n$  - концентрация электронов,  $C = d\bar{\epsilon}/dT$  - теплоемкость электронного газа в расчете на один электрон.

Для сопоставления полученных данных с теорией мы использовали результаты вычисления функции потерь энергии электронами  $P(T)$  на пьезоэлектрическом и на деформационном потенциалах акустических фононов и на оптических фононах, полученные соответственно в работах [2,5]. Сравнение экспериментальных и теоретических кривых приводит нас к выводу, что немонотонная зависимость  $\tau_p$  от  $T$  связана со сменой механизмов передачи энергии решетке электронным газом при увеличении его температуры. При  $T < 8^\circ\text{K}$  преобладает рассеяние энергии на пьезоэлектрическом потенциале акустических фононов, а деформационный потенциал вносит в рассеяние относительно небольшой вклад. В этой области температур экспериментальные результаты хорошо описываются теорией, что позволяет оценить константы пьезоэлектрического ( $e_{14}$ ) и деформационного ( $\epsilon_c$ ) потенциалов. По нашим измерениям  $e_{14} \approx 2,6 \cdot 10^4$  дин<sup>1/2</sup> см<sup>-1</sup> и  $\epsilon_c < 10$  эв.

В области электронных температур  $T \geq 10^\circ\text{K}$  имеет место лишь качественное соответствие теории и эксперимента. Очевидно, что здесь решающий вклад в рассеяние энергии вносят оптические фононы. Корректный учет такого рассеяния требует специального расчета функции распределения электронов по энергиям в электрическом поле, учитывающего ее немасвелловский характер. Авторы благодарны Ш.М.Когану за ценную дискуссию.

Институт радиотехники и  
электроники

Академии наук СССР

Поступило в редакцию

8 сентября 1965 г.

## Литература

- [1] R. J. Sladek. Phys. Rev., 120, 1589, 1960.
- [2] Ш.М.Коган. ФТТ, 4, 2474, 1962.
- [3] А.Г.Девятков, Ш.М.Коган, Т.М.Ли́шиц, А.Я.Олейников. ФТТ, 6, 1658, 1964.
- [4] Ш.М.Коган, ФТТ, 4, 1891, 1962.
- [5] H. Fröhlich, B.V.Paranjape. Proc. Phys. Soc., B69, 21, 1956.