ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ СПРАВЕДЛИВОСТИ СООТНОШЕНИЯ ЭЙНШТЕЙНА ДЛЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ [1]

В ходе интенсивно проводимых в течение последних лет исследований электрофизических свойств «моноатомных» полупроводников германия и кремния был экспериментально подтверждён ряд положений теории полупроводников. Мы имеем в виду опыты по введению в кристаллы Ge и Si известных малых количеств донорных и акцепторных примесей [2], результаты исследования оптических свойств этих кристаллов в инфракрасной области [3], а также прямые доказательства сравнительно длительного существования неравновесных («чужих») носителей заряда, что имеет важное значение в теории выпрямления и усиления переменных токов полупроводниковыми триодами [4].

В настоящей заметке будут описаны опыты, позволившие проверить справедливость уравнения, известного под названием «соотношение Эйнштейна». Ввиду того, что «соотношение Эйнштейна» представляет собой прямое следствие больцмановского распределения заряженных частиц по энергиям, полученный результат следует считать доказательством существования такого распределения как для неравновесных электронов в зоне проводимости, так и для неравновесных дырок в заполненной энергетической зоне кристалла.

«Соотношение Эйнштейна» связывает величину подвижности μ и постоянную диффузии D заряженных частиц:

$$\frac{D}{\mu}=\frac{kT}{e_0}\,, \qquad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, e_0 — заряд частиц.

До опубликования работы Эйнштейна [5] уравнение (1) было дано Нернстом [6] и Таунсендом [7]. В соответствии с этим вернее было бы называть его «уравнением Нернста-Таунсенда-Эйнштейна».

Предположим, что рассматриваемые частицы находятся в равновесии в поле E, меняющемся только по оси X так, что

$$E=-\frac{\partial\varphi}{\partial x}\,. \qquad (2)$$

Согласно закону Больцмана, число частиц $n(x)$ в единице объёма при некотором значении x равно

$$n(x) = \mathrm{const} \cdot e^{-\frac{e_0\varphi}{kT}}. \tag{3}$$

Кроме того, $n(x)$ можно определить из условия отсутствия тока

$$\mu n e_0 E - e_0 D \frac{dn}{dx} = 0, \tag{4}$$

которое после интегрирования даёт

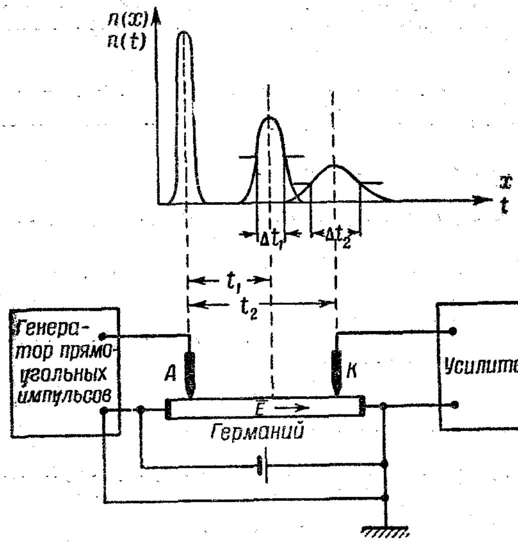
$$n = \mathrm{const}\ e^{-\frac{\mu\varphi}{D}}. \tag{5}$$

Сравнивая (5) с (3), мы получаем

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e_0},$$

т. е. уравнение (1).

Опыты, в которых была проверена справедливость (1), ставились следующим образом: к однородному кристаллу германия, имевшему форму длинного брусочка, прикладывалось постоянное электрическое



поле (см. рисунок). К поверхности кристалла прижимались два металлических острия A и K, служившие соответственно одно для создания избыточной концентрации «чужих» носителей заряда, а другое — для обнаружения этой избыточной концентрации *).

Кратковременный (Δt_0) импульс тока сквозь выпрямляющий контакт A создавал в кристалле вначале резко ограниченную область избыточной концентрации неравновесных носителей, смещаемую (в случае дырок в германии с основной электронной проводимостью) в направлении поля E.

*) Подробное описание импульсной техники подобных опытов см. в [8]. Опыты проводились с целью прямого измерения подвижности носителей заряда.

В течение времени t, соответствующего перемещению импульса вдоль кристалла, в результате неупорядоченного диффузионного движения носителей ширина импульса возрастает. Убывание амплитуды не может служить количественной характеристикой вследствие неизбежного убывания числа носителей за счёт рекомбинации.

Измеряя ширину импульса, регистрируемого на экране осциллографа, при двух различных положениях контакта K, можно определить отношение постоянной диффузии к подвижности как

$$\frac{D}{\mu}=\frac{U(\Delta t_1^2-\Delta t_2^2)}{11{,}08\,t_1(t_1-t_2)}, \tag{6}$$

где Δt_1 — ширина импульса, соответствующая половине амплитуды, при времени переноса t_1; Δt_2 — ширина импульса, соответствующая времени t_2; U — разность потенциалов между точками A и K для времени перехода t_1.

Так как определяемое отношение $\frac{D}{\mu}$ зависит от разности квадратов измеряемых величин, единичные измерения не дают достаточно надёжных результатов.

Ввиду того, что данные проведённых авторами многочисленных измерений подчиняются закону нормального распределения, для определения наивероятнейшего значения был использован способ наименьших квадратов.

Среднее значение $\frac{D}{\mu}$, полученное для электронов в p-германии с точностью, *превышавшей* 1%, *совпало с результатом, имевшим место для* дырок в n-германии.

Были получены следующие результаты *):

$$\frac{D}{\mu}=0{,}0268\pm0{,}0013\ \textit{эв},\ T=303\pm1^\circ\ \textit{абс},\quad \frac{kT}{e_0}=0{,}0262\pm0{,}0001\ \textit{эв}.$$

Это можно считать доказательством справедливости уравнения (1). Опыты, подтверждавшие соотношение Эйнштейна, проводились ранее для ионов и коллоидных частиц. Новое экспериментальное подтверждение, относящееся к неравновесным электронам и дыркам в кристаллах, представляется достаточно важным и интересным.

В. В.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. Giordano и др. (статья подписана 61 автором), Phys. Rev. **88**, 1368 (1952).
2. K. Lark-Horovitz, Phys. Rev. **82**, 763 (1951).
3. H. Briggs, JOSA **42**, 686 (1952).
4. В. С. Вавилов, УФН **40**, 120 (1949); УФН **46**, 96 (1952).
5. A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 549 (1905). Н. Мотт и Р. Герни, Электронные процессы в ионных кристаллах, 1950 г., стр. 79.
6. W. Nernst, Zeits. Physik Chem. **9**, 613 (1884).
7. I. Townsend, Trans. Roy. Soc. **A193**, 129 (1900).
8. I. Haynes and W. Westphal, Phys. Rev. **85**, 680 (1952).

*) Точность определения величины $\frac{kT}{e}$, равная $\pm0{,}0001$ *эв*, дана с большим запасом, исходя из возможного разброса значений температуры опыта.