Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 9, стр. 553 – 555 5 мая 1972 г.

ДИСКРЕТНЫЕ УРОВНИ В СЛУЧАЙНОМ ПОЛЕ ЗВУКОВЫХ ВОЛН И НОВЫЙ МЕХАНИЗМ НЕЛИНЕЙНОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ ЗВУКА

В. Л. Бонч-Бруевич

Рядом авторов показано экспериментально и теоретически, что запрещенная зона неупорядоченного полупроводника "забита" дискретными уровнями (см., например, обзорную статью [1]). Исследование поведения носителей заряда в случайном поле показывает [2], что это обстоятельство обусловлено не какими-либо конкретными особенностями структуры стекол или жидкостей, а самим фактом существования пространственных флуктуаций потенциала – безотносительно к физическому их происхождению. В этом смысле к числу неупорядоченных следует отнести материалы (может быть даже идеально кристаллические) с достаточно большим максвелловским временем релаксации [3], а также вещества, в которых создано достаточно интенсивное низкочастотное звуковое поле со случайными фазами составляющих гармоник. Действительно, если существенные частоты малы по сравнению с обратными значениями времени свободного пробега и максвелловского времени релаксации, то энергию взаимодействия носителей заряда со звуковым полем U можно рассматривать как статическую величину; случайный характер изменения U в пространстве обеспечивается случайностью фаз. Такая постановка задачи имеет смысл в условиях усиления звука электронным потоком, когда в силу самой структуры коэффициента поглощения (см., например, обзор [4]) эффективно усиливаются лишь волны в ограниченном диапазоне частот и волновых векторов[1]. В дальнейшем мы будем иметь в виду именно такую группу волн с центральным волновым числом q_0.

Очевидно, дискретные флуктуационные уровни, возникающие в рассматриваемом случайном поле, могут играть роль обычных ловушек (влияние последних на коэффициент усиления звука рассматривалось в работах [5, 6]). Так будет обстоять дело, если соответствующее время захвата электронов окажется малым по сравнению со временем пребывания данной группы волн в кристалле (это условие составляет ограничение лишь в случае движения акустических фононов; при этом необходимо также, чтобы домен – как это обычно и бывает – имел макроскопические размеры, на которых могло бы произойти самоусреднение рассматриваемых случайных величин). Разница по сравнению с обычными ловушками состоит, однако, в том, что в данном случае: а) ловушки создаются самим шумом, и число их определяется силой звука P (определяемой как среднее за период значение плотности потока звуковой энергии); б) дискретные уровни ловушек непрерывно распределены в запрещенной зоне.

---

[1] Разумеется, речь идет о некогерентных волнах, т. е. об усилении шума.

Последнее обстоятельство с интересующей нас точки зрения не принципиально, первое же означает, что мы имеем здесь специфический механизм нелинейности, вступающий в силу при достаточно большой силе звука.

Для ориентировки в возникающих явлениях будем рассматривать случай " чистого шума", когда случайные фазы составляющих гармоник равно распределены по окружности. При этом случайное поле создаваемое деформационным или пьезоэлектрическим потенциалом, оказывается гауссовым [7], а средний квадрат потенциальной энергии носителя заряда, ψ_1 пропорционален P. Именно, обозначим через E_1, d, s, ϵ и h соответственно константу потенциала деформации, плотность кристалла, скорость усиливаемого звука, диэлектрическую проницаемость вещества и пьезоэлектрическую константу (размерности $дж \cdot кул^{-1} \cdot см^{-1}$). Тогда $\psi_1 = (E_1/ds^3)P$ при взаимодействии через потенциал деформации и $\psi_1 = (2\pi eh/\epsilon)^2 (P/ds^3 q_0^2)$ – в случае пьезоэлектрического взаимодействия.

В соответствии со сказанным ранее можем считать, что $q_0^{-1} >> 2\pi\hbar/\sqrt{mT}$, $q_0^{-1} >> \hbar/\sqrt{2m\psi_1^{1/2}}$, где T и m – температура (в энергетических единицах) и эффективная масса носителя заряда. Это означает, что концентрацию свободных и связанных носителей заряда можно вычислять с помощью плотности состояний, вычисленной квазиклассическим путем [8, 9]. Далее, подстановка типичных параметров в формулы для ψ_1 дает : $\sqrt{\psi_1} \approx 10^{-2}$ $эв$ при $P = 10^5$ $вт/м^2$ и $q_0 = 10^5$ $см^{-1}$ [1]. Следовательно, в типичных условиях опыта $\sqrt{\psi_1} << F$ – энергетического расстояния между дном зоны проводимости и уровнем Ферми (последний, по предположению, лежит в запрещенной зоне; для определенности мы рассматриваем образец n-типа). Будем считать также, что $F >> T$. При этом все уровни, расположенные ниже F, эффективно захватывают электроны, а выше лежащие уровни практически свободны. Соотношение между T и $\sqrt{\psi_1}$ в принципе может оказаться любым; интересны, однако, случаи $T \sim \sqrt{\psi_1}$ или $T << \sqrt{\psi_1}$. Именно, пусть $|F - \psi_1/T| >> T$. Допустим для простоты, что степень заполнения "истинных "ловушек не применяется при изменении P (это есть определенное предположение об их расположении в зоне). Тогда для концентрации свободных носителей заряда легко находим

а) при $F_0 >> \psi_1 T^{-1}$

$$n \approx n_0 \left\{ 1 - \frac{4\psi_1^2}{(2\pi T^3 F^s)^{1/2}} \exp\left[\frac{F_0}{T} - \frac{F_0 T}{4\psi_1} - \frac{T^2 F_0^2}{4\psi_1^2} \right] \right\}$$

[1] Отметим, что это значение $\sqrt{\psi_1}$ в известном смысле велико: согласно [2], верхняя граница полной концентрации дискретных уровней, ν, при этом составляет $\approx 3{,}3\,(m/m_0)^{3/2} \cdot 10^{18}$ $см^{-3}$. Для GaAs это дает: $\nu \approx 6 \cdot 10^{16}$ $см^{-3}$.

б) при $F_0 << 4\psi_1^2 T^{-3}$:

$$n \approx n_0 \exp\left\{\frac{\psi_1}{2T^2} - \frac{2\psi_1}{T^2}\left(\frac{F_0}{T}\right)^{1/2} + \frac{F_0}{T}\right\}.$$

Здесь n_0 и F_0 – значения соответствующих величин при $P = 0$.

Пользуясь известными выражениями для коэффициентов усиления и решеточного поглощения звука как функции n, легко выписать и явные их зависимости от P при данном механизме нелинейности. В частности, в случае б) коэффициент усиления звука экспоненциально убывает с P. В силу весьма резкого характера этого убывания можно ожидать, что при большой силе звука рассматриваемый механизм нелинейности окажется существенным, если не доминирующим.

Очевидно, эффект должен быть особенно заметен при низких температурах. Заметим в связи с этим, что в работе [10] наблюдалось движение акустоэлектрических доменов в CdS при $T \gtrsim 60°K$, а при $T \lesssim 40°K$ домены не возникали. Нужны, однако дополнительные данные об условиях опыта [10] (в частности, о силе звука), чтобы судить о возможной роли рассмотренного выше эффекта.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
18 марта 1972 г.

Литература

[1] H.Fritzsche. J. Non-Cryst. Sol., 6, 49, 1971.

[2] В.Л.Бонч-Бруевич. ЖЭТФ, 61, 1168, 1971.

[3] В.Л.Бонч-Бруевич. Труды IX Междунар. конф. по физике полупроводников, Л., изд. Наука, 2, 160, 1969.

[4] В.Л.Гуревич. ФТП, 2, 1557, 1968.

[5] Ю.В.Гуляев. Письма в ЖЭТФ, 5, 419, 1967.

[6] Р.Катилюс. ФТТ, 10, 458, 1968.

[7] Е.В.Бурцев. Phys. Stat. Sol., 50, вып. 2, 1972.

[8] V.L. Bonch-Bruevich. J.Non-Cryst. Sol., 4, 410, 1970.

[9] M.J.Dyakonov, A.L.Efros, D.L.Mitchell. Phys. Rev., 180, 819, 1969.

[10] W.Bauhofer, F.Siebert. Phys. Lett., 38A, 17, 1971.