

УДК 621.382

К ВОПРОСУ О ФЛУКТУАЦИИ ПОДВИЖНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

С.В. МЕЛКОНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 13 ноября 2000 г.)

Обсуждаются причины возникновения флуктуации подвижности носителей тока в однородных и невырожденных полупроводниках n -типа. Выявлены характерные особенности релаксации равновесных флуктуаций функции распределения электронов во взаимодействующей электрон-фононной системе.

1. Введение

Флуктуации электрического тока (напряжения), возникающие в самых различных полупроводниках и полупроводниковых приборах, в первую очередь обусловлены флуктуациями проводимости [1]. Для определенности, в настоящей работе рассматривается однородный и невырожденный электронный полупроводник с омическими контактами. Ясно, что внутренние флуктуации, в данном случае электронного тока, должны быть обусловлены флуктуациями концентрации $\tilde{n}$ и подвижности электронов $\tilde{\mu}_n$. Известно [1-3], что Г-Р шумы обусловлены флуктуациями концентрации носителей тока. Если предположить, что тепловой шум тоже связан с флуктуациями проводимости, то ясно, что он может быть вызван только флуктуациями подвижности. Вместе с тем, с флуктуациями $\tilde{\mu}_n$ часто связывается также происхождение шума $1/f$, в качестве возможного источника которого иногда рассматриваются электрон-фононные взаимодействия (см., например, [4-6]).

Необходимость прояснения механизма возникновения флуктуаций подвижности, а также проявления этих флуктуаций в виде теплового или $1/f$ -шума имеет большое значение в теории твердого тела.

2. Флуктуация подвижности

Хорошо известно, что в приближении времени релаксации подвижность электронов определяется как $\mu_n = e\tau_k / m^*$, где "..." – символ усреднения по квантовым состояниям зоны проводимости, τ_k – время

релаксации, а m^* – эффективная масса электрона. Это выражение можно представить в более удобном для дальнейшего обсуждения виде:

$$\mu_n \equiv \overline{\mu_k} = \frac{\sum_k n_k \mu_k}{\sum_k n_k} \quad (1)$$

Здесь n_k – заселенность k -ого уровня c -зоны, $\mu_k = e\tau_k / m^*$ – “подвижность” электронов проводимости в состоянии с волновым вектором k .

Предположим, что в начальный момент времени $t=0$ в результате случайного рассеяния электрон перешел из состояния k в состояние k' , так, что хотя бы одно из этих состояний находилось в c -зоне. Такие переходы вызывают случайные перераспределения заселенности $\tilde{n}_k$ соответствующих квантовых уровней c -зоны, которые в свою очередь вызывают флуктуацию подвижности μ_n . Вместе с тем, в отличие от μ_n , подвижность μ_k не зависит от n_k [7], и случайное изменение n_k не должно влиять на величину μ_k .

Разделим n_k на среднестатистическую, $\langle n_k \rangle$, и флуктуационную, $\tilde{n}_k$, составляющие ($n_k = \langle n_k \rangle + \tilde{n}_k$). Как обычно, флуктуации будем считать малыми и ограничимся линейным приближением. Тогда из (1) легко получить, что

$$\langle \mu_n \rangle = \frac{\sum_k \mu_k \langle n_k \rangle}{\sum_k \langle n_k \rangle}, \quad \tilde{\mu}_n = \frac{\sum_k \tilde{n}_k (\mu_k - \langle \mu_n \rangle)}{\sum_k \langle n_k \rangle} \quad (2)$$

Здесь “ $\langle \dots \rangle$ ” – символ усреднения по статистическому ансамблю, “ $\sim$ ” – символ флуктуационной составляющей.

Как известно [7], в большинстве случаев процессы внутризонных рассеяний с хорошим приближением можно считать упругими (горизонтальные переходы). Случайность характера этих рассеяний выражается в случайном изменении направления движения электрона. Такие хаотичные движения электрона проявляются в токовом шуме в виде тепловой составляющей [3,8]. Поскольку при внутризонных рассеяниях волновые векторы k и k' находятся внутри c -зоны, то ясно, что полное число электронов проводимости N является постоянной величиной. При этом величина n_k флуктуирует таким образом, что $\sum_k \tilde{n}_k = 0$.

При межзонных рассеяниях одно состояние находится в c -зоне, а другое находится в v -зоне (переход зона–зона), либо в связанном состоянии глубокого уровня (переходы через уровни рекомбинации или прилипания). Такие переходы являются существенно неупругими,

а волновой вектор электрона изменяется в общем случае как по величине, так и по направлению (прямые и не прямые переходы). При таких случайных рассеяниях, очевидно, возникают флуктуации как $\tilde{n}_k$, так и $\tilde{N}$. Эти флуктуации обычно проявляются в токовом шуме в виде Г-Р составляющей. Классификация шумов по внутризонным и межзонным рассеяниям представлена, например, в [3,8].

Таким образом, на основе (2) можно констатировать, что в условиях постоянства величины μ_k , подвижность μ_n все же является флуктуирующей величиной. Более того, случайные межзонные рассеяния вызывают флуктуацию как концентрации, так и подвижности μ_n , в то время как случайные внутризонные рассеяния вызывают флуктуацию только μ_n .

Ниже убедимся, что величина μ_k на самом деле не является постоянной величиной и может флуктуировать независимо от $\tilde{n}_k$.

3. Флуктуации функции распределения

При теоретических исследованиях токовых шумов флуктуации плотности электронного тока $\tilde{J}$ можно представить в виде

$$\tilde{J} = -\frac{e}{V} \sum_k v_k \tilde{f}_k(t). \quad (3)$$

Здесь $\tilde{f}_k$ – флуктуация функции распределения (ФР) электронов, v_k – скорость, которую имел бы электрон проводимости в состоянии с волновым вектором k , V – объем полупроводника.

В ур.(3) использовано то очевидное обстоятельство, что скорость v_k является постоянной величиной: электрон не может изменить свою скорость, оставаясь в одном и том же квантовом состоянии. Если электрон (Э) случайно перешел в одно из состояний с-зоны, то такой переход в ур.(3) проявится в виде флуктуации ФР электронов.

Полагая, что процессы рассеяния являются независимыми, флуктуации $\tilde{f}_k$ можно представить как сумму внутризонных, $\tilde{f}_{k,1}$, и межзонных, $\tilde{f}_{k,2}$, составляющих. Ясно, что флуктуации $\tilde{f}_{k,1}$ и $\tilde{f}_{k,2}$ возникают независимо от наличия внешнего электрического поля. Они существуют также в полупроводниках, находящихся в состоянии теплового равновесия. Предположим, что мы имеем возможность измерить любую физическую величину, не нарушая равновесное состояние полупроводника. Если в качестве такой величины рассмотреть, например, N и измерить спектральную плотность S_N , то из вышесказанного очевидно, что S_N в основном состояла бы из Г-Р составляющей, поскольку при флуктуациях типа $\tilde{f}_{k,1}$ $\tilde{N} = 0$. Для изучения флуктуации $\tilde{n}_k$ необходимо измерить спектральную плотность флуктуации полной энергии $\mathcal{E}$ или полного квазимпульса электронов P , которые могут

флуктуировать как из-за $\tilde{f}_{k,1}$, так и из-за $\tilde{f}_{k,2}$. При этом спектры флуктуаций $\tilde{\epsilon}$ и $\tilde{P}$ состояли бы как из Г-Р, так и из тепловых составляющих.

Как известно, релаксации импульса и энергии носителей тока в большинстве случаев (исключая излучательные переходы) происходят с непосредственным или косвенным участием фононов (Φ). Процессы возникновения и последующего затухания флуктуации $\tilde{f}_k$ во многом будут обусловлены Э-Ф взаимодействиями и рассеяниями в системе самих фононов. Для определенности, здесь мы ограничимся обсуждением процессов только внутризонных рассеяний. Рассмотрим следующие две принципиально важные причины возникновения флуктуации $\tilde{f}_{k,1}$.

а) Случайные Э-Ф (Φ -Э) рассеяния. В результате случайных Э-Ф или Φ -Э рассеяний возникает случайное перераспределение энергии и (или) квазиимпульса непосредственно между электронами и фононами. При квазиклассическом рассмотрении эти флуктуации можно представить в виде флуктуации ФР электронов $\tilde{f}_{k,1}$ и фононов $\tilde{g}_q$. Из кинетической теории хорошо известно [7], что в данном случае начальные возмущения $\tilde{f}_{k,1}(t=0)$ и $\tilde{g}_q(t=0)$ затухают по обычным экспоненциальным законам

$$\tilde{f}_{k,1}(t) = \tilde{f}_{k,1}(t=0) \exp[-t/\tau_{ef}(k)], \quad \tilde{g}_q(t) = \tilde{g}_q(t=0) \exp[-t/\tau_{fe}(q)]. \quad (4)$$

Здесь q – волновой вектор фонона, τ_{ef} и τ_{fe} – времена релаксации электронов и фононов, обусловленные Э-Ф и Φ -Э взаимодействиями, соответственно.

Так как Э-Ф система первоначально находится в состоянии теплового равновесия, то очевидно, что должны иметь место следующие соотношения:

$$\sum_k \hbar k \tilde{f}_{k,1}(t=0) + \sum_q \hbar q \tilde{g}_q(t=0) = 0, \quad \sum_k \epsilon_k \tilde{f}_{k,1}(t=0) + \sum_q \hbar \omega_q \tilde{g}_q(t=0) = 0. \quad (5)$$

Имея в виду экспоненциальный характер законов релаксации, в теории флуктуации величины $\tilde{f}_{k,1}(t=0)$ и $\tilde{g}_q(t=0)$ можно представить в виде δ -коррелированных ланжевеновских источников белого шума. В этом случае для спектра токового шума S_i нетрудно получить хорошо известное выражение вида $S_i = 4k_B T \sigma$ [1], где проводимость σ в данном случае будет обусловлена только Э-Ф рассеяниями.

б) Случайные рассеяния фононов. В общем случае параметры, характеризующие центры рассеяния, в свою очередь могут флуктуировать и тем самым стать новыми источниками флуктуации ФР электронов. Наиболее важной причиной флуктуации параметров центров рассеяния являются тепловые колебания решетки (фононы). Особенности рассеяния носителей тока на хаотично колеблющихся центрах рассея-

ния можно учитывать различными путями. Так, например, можно привлечь понятие флуктуации эффективного сечения рассеяния. Такое представление лежит в основе теории "квантового $1/f$ -шума", предложенной Генделем [9]. Другим, как нам кажется, более наглядным и перспективным средством является привлечение флуктуаций ФР фононов, которые в общем случае обусловлены случайным характером процессов как Э-Ф и Ф-Э рассеяний, так и рассеяний фононов на других фононах и различного рода несовершенствах решетки. Очевидно, что во взаимодействующей Э-Ф системе случайные Э-Ф и Ф-Э рассеяния являются как бы внутренними источниками шума для электронов. В то же время случайные рассеяния типа Ф-Ф, Ф-дефект и т.п. представляются нам как внешние источники шума, которые благодаря Э-Ф взаимодействиям передаются системе электронов.

Известно [7], что подвижность μ_k , а вернее ее решеточная составляющая $\mu_{k,l}$ непосредственно зависит от ФР фононов. Поэтому из-за флуктуации $\tilde{g}_q$ возникает флуктуация $\tilde{\mu}_{k,l}$, которая в свою очередь вызывает флуктуацию тока. Следовательно, в ур.(1) решеточная составляющая подвижности μ_k является флуктуирующей величиной. Обсуждение можно намного упростить, если не пользоваться понятием подвижности. Для этого можно исходить из ур.(3). При этом величину $\tilde{f}_{k,l}$ следует определить с учетом флуктуации в системе фононов. Для этого можно использовать совокупность связанных между собой кинетических уравнений Больцмана, описывающих приближение к равновесию в системе взаимодействующих электронов и фононов. Такая задача нами была рассмотрена в работе [10], где из хорошо известных механизмов рассеяния были учтены только однофононные Э-Ф, Ф-Э и трехфононные Ф-Ф взаимодействия. Там же показано, что в более длинноволновой области энергетического спектра электронов и фононов существуют флуктуации, затухания которых протекают по довольно медленному степенному закону $t^{-1/2}$.

4. Заключение

В настоящей работе рассмотрены особенности флуктуации проводимости электронного полупроводника, связанные со случайным характером процессов электрон-фононных, фонон-электронных и фонон-фононных рассеяний. Один из основных выводов данного обсуждения состоит в том, что подвижность носителей тока является флуктуирующей величиной. Показано, что флуктуации подвижности обусловлены флуктуациями заселенности как электронных, так и фононных квантовых уровней. Обсуждая механизм возникновения флуктуации подвижности, было выяснено, что процессы рассеяния фононов могут играть весьма важную роль в формировании как теплового, так и $1/f$ -шума.

Автор выражает признательность проф. В.М.Арутюняну и проф. Ф.В.Гаспаряну за ценные обсуждения и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sh.M.Kogan. Electronic noise and fluctuations in solids. Cambridge University Press, 1996.
2. M.A.Nicolet, H.R.Bilger, R.J.J.Zijlstra. Phys. St. Sol., B70, 9 (1975); 415 (1975).
3. C.M.Van Vliet. IEEE Trans. El. Devices, 41, 1902 (1994).
4. F.N.Hooge et al. Rep. Prog. Phys., 44, 479 (1981).
5. S.V.Melkonyan, F.V.Gasparyan, V.M.Aroutiounian, H.V.Asriyan. Mod. Phys. Letters, B12, 1245 (1998).
6. F.V.Gasparyan, S.V.Melkonyan, V.M.Aroutiounian, H.V.Asriyan. Mod. Phys. Letters, B14, 751 (2000).
7. Дж.М.Займан. Электроны и фононы. М., ИЛ, 1962.
8. K.M.Van Vliet. Proc. 6th Int. Conf. On Noise in Phys. Systems, National Bureau of Standards, Gaithersburg, USA, p.3, 1981.
9. P.H.Handel. Phys. Rev., A22, 745 (1980).
10. S.V.Melkonyan. Physica B (2001) (в печати).

ԿԻՍԱՀԱՐՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ՀՈՍԱՆՔԱԿԻՐՆԵՐԻ ԸԱՐԺՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ՖԼՈՒԿՏՈՒՑԻԱՅԻ ՄԱՍԻՆ

Ս.Վ. ՄԵԼԻՔՈՆՅԱՆ

Զննարկված են համասեռ և չալասեռված էլեկտրոնային կիսահաղորդիչներում հոսանքակիրների շարժունակության ֆլուկտուացիայի առաջացման պատճառները: Բացահայտված են էլեկտրոնների բաշխման ֆունկցիայի ֆլուկտուացիաների ռելաքսացիայի առանձնահատկությունները, էլեկտրոն-ֆոնոնային համակարգում փոխազդեցության առկայության դեպքում:

ON THE PROBLEM OF CURRENT CARRIER MOBILITY FLUCTUATION IN SEMICONDUCTORS

S.V. MELKONYAN

The reasons of appearance of the current carrier mobility fluctuation in homogeneous and non-degenerate n-type semiconductors are discussed. The characteristic properties of relaxation of the fluctuation of electron distribution function in the interacting electron-phonon system are revealed.