

Дислокационная природа туннельного избыточного тока в структурах GaAs–Ni, модифицированных лазерным излучением

© К.К. Джаманбалин, А.Г. Дмитриев

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 17 марта 1999 г. Принята к печати 17 февраля 2000 г.)

На основе анализа основных факторов импульсного воздействия лазерного излучения на образование точечных и линейных дефектов в кристаллах показано, что в условиях реального эксперимента концентрация образующихся собственных дефектов недостаточна, чтобы обеспечить многоступенчатое туннелирование электронов через широкий слой объемного заряда. На этом основании, а также на основании сходства в поведении туннельного избыточного тока в исследованных структурах при повторных облучениях с особенностями пластической деформации при повторных воздействиях сделан вывод об определяющей роли дислокаций в появлении туннельного избыточного тока.

1. Известно, что в светоизлучающих и фоточувствительных приборах на основе $p-n$ - и $m-s$ -структур избыточный ток необратимо нарастает в процессе работы, ухудшая параметры этих приборов. Результаты многочисленных исследований показали, что избыточный ток носит туннельный характер, причем даже в тех случаях, когда ширина слоя объемного заряда слишком велика для сквозного туннелирования. Попытки установить природу такого туннельного избыточного тока предпринимались неоднократно и, несмотря на большое число работ, посвященных этому вопросу, до сих пор проблема так и остается до конца не решенной. Интерес к ней периодически проявлялся вновь и вновь, как только исследовались барьерные структуры на новых материалах. Эта ситуация проявляется и в настоящее время [1].

На наш взгляд, трудности в установлении природы туннельного избыточного тока связаны с тем, что экспериментаторы весьма ограничены в возможностях контролируемо изменять его внешними воздействиями.

В работах [2,3] сообщалось о появлении избыточного тока в структурах GaAs–Ni с широким (до 0.5 мкм) слоем объемного заряда после воздействия лазерного излучения миллисекундной длительности. Появление избыточного тока носило также необратимый характер. Анализ вольт-амперных характеристик (ВАХ) и температурных зависимостей ее параметров позволил идентифицировать избыточный ток как туннельный [3]. Величину его можно было контролируемо увеличивать при облучениях импульсами большей интенсивности. Причем при последующих облучениях импульсами прежней или же меньшей интенсивности избыточный ток не изменялся [2]. В работе [3] было показано, что туннелирование через широкий слой объемного заряда многоступенчатое и происходит по локальным состояниям в запрещенной зоне. Однако природа центров, обеспечивающих такое туннелирование, и особенности в поведении туннельного избыточного тока при повторных облучениях не обсуждались и так и остались не понятыми.

На наш взгляд, сам факт появления туннельного избыточного тока после воздействия лазерного излучения, контролируемое изменение его, а также учет особенностей его поведения при повторных облучениях дают

возможность аргументированно высказать точку зрения на природу его возникновения. Для этого рассмотрим особенности импульсного лазерного воздействия.

2. Известно, что основными факторами импульсного воздействия лазерного излучения, приводящими к необратимым изменениям в кристалле, являются: 1) большие плотности подводимой энергии, 2) большие скорости нагревания и охлаждения приповерхностной области и 3) наличие градиентов температуры.

Первые два фактора приводят к сильному возрастанию концентрации собственных дефектов в кристалле. Третий — наличие градиентов температуры — приводит к тому, что из-за термического расширения в кристалле возникают механические напряжения, которые в свою очередь приводят к генерации и необратимому размножению линейных дефектов — дислокаций. И собственные дефекты и дислокации могут быть ответственными за необратимое появление и увеличение туннельного избыточного тока.

3. Оценим возможную роль этих дефектов. Первоначально остановимся на роли собственных дефектов. Оценим, какой должна быть их концентрация, чтобы обеспечить туннелирование через широкий слой объемного заряда.

В соответствии с [3] в процессе многоступенчатого туннелирования электрон совершает ряд скачков, число которых (δ) можно оценить по ширине слоя объемного заряда (W) и глубине туннелирования (l_t) как

$$\delta = W/l_t. \quad (1)$$

Для типичных структур, результаты исследования которых приведены в работе [3], $W = 0.3-0.4$ мкм, в то время как при типичных для этих структур параметрах барьера оказывается, что $l_t \approx 0.01$ мкм [4]. Это означает, что в процессе многоступенчатого туннелирования электрон совершает $\delta = 30-40$ скачков. Если эти скачки происходят по локальным состояниям, то нетрудно оценить их необратимую концентрацию (n_t) в слое объемного заряда:

$$n_t = l_t^{-3}, \quad (2)$$

что при указанном выше значении l_t дает $n_t \approx 10^{18}$ см $^{-3}$.

Теперь оценим их концентрацию (n^*) в условиях реального эксперимента. Это можно сделать исходя их следующего. Известно, что при импульсном облучении кристалл можно рассматривать локально находящимся в состоянии термодинамического равновесия вплоть до длительностей импульса, соизмеримых с периодом колебаний атомов в кристаллической решетке. Это означает, что концентрация собственных дефектов в каждой точке кристалла определяется локальной температурой.

К моменту окончания импульса облучения температура приповерхностной области (T_h) достигает своего наибольшего значения, которое определяется интенсивностью облучения. Этому значению температуры соответствует равновесная концентрация собственных дефектов (n_{eq}), которая определяется соотношением

$$n_{\text{eq}} = n_i \exp(-\Delta H/kT_h), \quad (3)$$

где n_i — концентрация собственных атомов, ΔH — энтальпия образования собственных дефектов. По данным [5], для GaAs $\Delta H(V_{\text{Ga}}) = \Delta H(V_{\text{As}}) = 2.3$ эВ, где V_{Ga} — вакансия галлия, V_{As} — вакансия мышьяка.

После прекращения импульса облучения нагретая область быстро охлаждается за счет теплопроводности в глубь кристалла. При этом характерное время рекомбинации собственных дефектов оказывается много больше времени их генерации. Это связано с тем, что атом, покинувший узел решетки (это происходит за время, соизмеримое с периодом колебаний решетки), начинает двигаться и уходит от появившейся "своей" вакансии. Рекомбинирует он через некоторое время, встретившись с "чужой" вакансией, после диффузии по кристаллу. В результате такого различия характерных времен генерации и рекомбинации и при большой скорости охлаждения кристалла концентрация собственных дефектов n^* после облучения оказывается больше исходной концентрации n_0 , хотя и меньше той, которая была во время действия импульса облучения (эффект "замораживания" дефектов), т. е.

$$n_0 < n^* < n_{\text{eq}}. \quad (4)$$

Для того чтобы собственные дефекты смогли бы обеспечить протекание избыточного тока через широкий слой объемного заряда, их концентрация n^* , как отмечалось выше, должна быть не меньше значения $n_t = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, т. е. $n^* \gtrsim n_t$. Заменив в неравенствах (4) n^* на меньшую величину n_t , с учетом (3) получим

$$n_t < n_i \exp(-\Delta H/kT_h). \quad (5)$$

Это дает возможность оценить необходимую температуру приповерхностной области кристалла T_h , при достижении которой концентрация собственных дефектов достигла бы величины, способной обеспечить многоступенчатое туннелирование через широкий слой объемного заряда:

$$T_h > \frac{\Delta H}{k \ln(n_i/n_t)},$$

что дает необходимое значение $T_h > 1900$ К.

Если учесть, что после облучения целостность GaAs–Ni-структур не нарушается, а температура плавления арсенида галлия $T_m = 1511$ К, т. е. значительно ниже T_h , то предположение о многоступенчатом туннелировании по состояниям собственных дефектов следует признать нереальным.

Остановимся теперь на возможной роли дислокаций.

Если учесть, что кроме трех факторов, указанных в п. 2, нет других, способных привести к необратимым изменениям в кристалле, а появляющиеся собственные дефекты не в состоянии обеспечить предполагаемый избыточный ток, то остается принять предположение об определяющей роли дислокаций в переносе носителей через широкий слой объемного заряда.

В пользу этого предположения свидетельствует также сходство в поведении туннельного избыточного тока при повторных облучениях с поведением кристаллов при пластической деформации. Это сходство заключается, с одной стороны, в том, что при повторном воздействии как избыточный ток, так и пластическая деформация возрастают только в тех случаях, когда последующее воздействие превышает предыдущее, и, с другой стороны, ни избыточный ток, ни пластическая деформация не изменяются, когда последующее воздействие меньше или равно предшествующему. Если при этом учесть, что пластическая деформация и указанные ее особенности при повторных воздействиях обусловлены только поведением дислокаций, то предположение об определяющей роли дислокаций в появлении избыточного тока становится вполне оправданным. В этой ситуации также и особенности в поведении туннельного избыточного тока при повторных облучениях становятся качественно понятными.

Список литературы

- [1] P.G. Eliseev, P. Perlin, J. Furioli, P. Sartori, J. Mu, V. Jsinski. *J. Electron. Mater.*, **26**(3), 311 (1997).
- [2] К.К. Джаманбалин, А.Г. Дмитриев. *ФТП*, **24**(11), 2024 (1990).
- [3] К.К. Джаманбалин, А.Г. Дмитриев, В.В. Евсупов, М.И. Шульга. *ФТП*, **25** (10), 1774 (1991).
- [4] *Туннельные явления в твердых телах*, под ред. Э. Бурштейна, С. Лундквиста (М., Мир, 1973).
- [5] Г.Б. Абдуллаев, Т.О. Джафаров. *Атомная диффузия в полупроводниковых структурах* (М., Атомиздат, 1980).

Редактор Т.А. Полянская

Dislocation nature of a tunneling excess current in GaAs–Ni structures modified by laser radiation

K.K. Dzhamanbalin, A.G. Dmitriev

St.Petersburg State Technical University,
195251 St.Petersburg, Russia