

- [1] Соловьева Е. В., Мильвидский М. Г. Особенности дефектообразования в полупроводниках при изовалентном легировании. — ФТП, 1983, т. 17, в. 11, с. 2022—2024.
- [2] Мильвидский М. Г., Хируненко Л. И., Шаховцов В. И. Оптические свойства и дефектно-примесное взаимодействие в твердых растворах Si—Ge. — Препринт ИФ АН УССР. Киев, 1986. 60 с.
- [3] Бабицкий Ю. М., Горбачева Н. И., Гринштейн П. М., Ильин М. А., Мильвидский М. Г., Туровский Б. М. Генерация термодонов в кремнии, легированном германием. — ФТП, 1984, т. 18, в. 7, с. 1309—1311.
- [4] Дашевский М. Я., Глбизов Р. В., Докучаева А. А., Макеев Х. И. Исследование влияния германия на поведение кислорода в монокристаллах кремния, выращенных методом Чохральского. — Электрон. техн., сер. 6, Материалы, 1984, № 1, с. 76—77.
- [5] Дашевский М. Я., Лымарь С. Г., Докучаева А. А., Итальянцев А. Г., Антонова И. А. Влияние германия на поведение кислорода в кремнии. — Изв. АН СССР, Неорг. матер., 1985, т. 21, в. 11, с. 1827—1830.
- [6] Lee Yao Ting, Miyamoto Nobuo, Nishizawa Jun Ichi. — J. Electrochem. Soc., 1975, v. 122, N 4, p. 530—535.
- [7] Takano Y., Maki M. — Acta Cryst., 1972, v. A28, N S 4, p. 5171.
- [8] Johnson E. R., Christian S. M. — Phys. Rev., 1954, v. 95, N 2, p. 560—561.
- [9] Кустов В. Е., Мильвидский М. Г., Семенов Ю. Г., Туровский Б. М., Шаховцов В. И., Шиндич В. Л. Деформационные заряды изовалентных примесей в кремнии. — ФТП, 1986, т. 20, в. 2, с. 270—274.
- [10] Ludwig G. W., Ham F. S. — In: Proc. I Int. Conf. Jerusalem, 1962, v. 2, p. 620—627.
- [11] Стоунхэм А. М. Теория дефектов в твердых телах, т. 1. М., 1978. 569 с.

Институт физики АН УССР
Киев

Получено 23.04.1987
Принято к печати 12.06.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

НЕРАВНОВЕСНОЕ ИСПАРЕНИЕ, ВЫЗВАННОЕ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИЕЙ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ ПАР: РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО ЭНЕРГИЯМ

Стрекалов В. Н.

В предыдущей статье [1] предложена модель неравновесного холодного испарения или сублимации кристаллов, учитывающая стимулирующее влияние безызлучательной рекомбинации электрон-дырочных пар. Эта модель позволила оценить скорость испарения, число испаряющихся за время лазерного импульса кристаллических слоев, поток сублимирующего вещества в условиях, близких к условиям лазерного отжига полупроводников. Полученные величины показывают, что для наблюдения заметных потоков необходим умеренный разогрев образца до температур намного ниже точки плавления.

Однако в этой статье не был рассмотрен принципиально важный вопрос о распределении продуктов испарения по энергиям.

В [1] изучен случай, когда температуру носителей можно считать близкой к температуре решетки T_0 . Эта общая для всех подсистем температура определяет и энергетическое распределение «паров».

Естественно считать, что при подсветке, вызывающей разогрев носителей до $T_e \gg T_0$, распределение «паров» также характеризуется температурой T_0 . Такое представление использовано в работе [2], в которой изучены испарение и десорбция с поверхности Ni. В других работах [3] было найдено, что распределение «паров» соответствует температурам выше точки плавления. Это считается доводом в пользу тепловой модели лазерного отжига полупроводников. Возникает кажущееся противоречие с выводами [1, 4] о том, что отжиг (аномально быстрая диффузия) и сублимация могут происходить при «низких» температурах.

Здесь задача [1] решается так, чтобы можно было выяснить вид распределения сублимировавшихся продуктов по энергиям. Оказывается, что в неравновесных условиях распределение зависит не только от T_0 , которая может оставаться ниже точки плавления, но и от T_e . Так как при импульсном возбуждении T_e может значительно превышать температуру плавления, то упоминавшееся выше противоречие снимается.

Рассмотрим кристалл с неравновесными носителями заряда N_e и N_h , которые имеют достаточно высокую температуру и не вырождены. Рекомбинируя, электрон-дырочная пара может диполь-дипольно взаимодействовать с отрывающимся от поверхности атомом, безызлучательно передавая ему свою энергию $\epsilon_{эд}$ и увеличивая вероятность его отрыва. Эту вероятность можно найти, используя математическую формулировку задачи и условные обозначения, приведенные в [1]. Для вероятности элементарного акта сублимации в единицу времени при переходе атома из заданного начального в заданное конечное состояние имеем

$$w_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |\lambda|^2 \delta(\beta), \quad (1)$$

где

$$\beta = E_g + \frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2} - \epsilon_{св} + \epsilon - \epsilon_{\kappa}, \quad (2)$$

$\epsilon_{св}$, ϵ_e , ϵ_{κ} — энергия связи атома с кристаллом, его начальная энергия в потенциальной яме, определяющей эту связь, кинетическая энергия десорбированного атома, распределение по которым изучается.

Проведем статистическое усреднение вероятности (1), используя выражение (2) и нормированные на 1 квазибольцмановские функции распределения невырожденных свободных электронов (дырок) и атомов. Допустимость последнего для атомов определяется наличием сильного взаимодействия с решеткой, приводящего к термализации атомов. Это усреднение даст скорость сублимации

$$W(\epsilon_{\kappa}) = \int d\mathbf{p} d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2 w_{if} f_{ат}(\mathbf{p}) f_e(\mathbf{p}_1) f_h(\mathbf{p}_2), \quad (3)$$

которая учитывает все начальные состояния сублимирующего атома и все состояния носителей, совпадая с точностью до размерного множителя с искомым распределением «паров» по энергиям ϵ_{κ} .

Применим к (3) теорему о среднем, вынося $|\lambda|^2$ из-под знака интеграла. Эта величина пропорциональна дипольным моментам переходов рекомбинирующей пары и сублимирующего атома, а потому не может сильно зависеть от импульсов частиц и не должна повлиять на экспоненциальную зависимость $W(\epsilon_{\kappa})$ от температур T_0 и T_e .

Вынеся $|\lambda|^2$, проинтегрировав по угловым переменным и перейдя к интегрированию по кинетическим энергиям ϵ , ϵ_1 , ϵ_2 , найдем

$$W(\epsilon_{\kappa}) \simeq \Lambda \int_0^{\infty} d\epsilon \sqrt{\epsilon} \int_0^{\infty} d\epsilon_1 \sqrt{\epsilon_1} \int_0^{\infty} d\epsilon_2 \sqrt{\epsilon_2} \exp\left\{-\frac{\epsilon}{T_0}\right\} \times \\ \times \exp\left\{-\frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{T_e}\right\} \delta|E_g + \epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_{св} + \epsilon - \epsilon_{\kappa}|, \quad (4a)$$

где

$$\Lambda \equiv \frac{16|\lambda|^2}{\sqrt{\pi} \hbar T_e^3 T_0^{3/2}}. \quad (4b)$$

Если бы мы проинтегрировали (4a) с помощью δ -функции по ϵ_1 , то в $W(\epsilon_{\kappa})$ немедленно возник множитель $\exp\{-(\epsilon_{св} - E_g + \epsilon_{\kappa})/T_e\}$, показывающий, что распределение продуктов сублимации по энергиям ϵ_{κ} определяется температурой электронного газа

$$W(\epsilon_{\kappa}) \sim \exp\{-\epsilon_{\kappa}/T_e\}. \quad (5)$$

Однако формула (5) может вызвать сомнение, так как в ней опущен множитель, который, возможно, сам экспоненциально зависит от T_0 и T_e . Чтобы избежать этих сомнений, проведем интегрирование полностью. Оказывается, это можно сделать точно, если воспользоваться свойствами δ -функции, единичной функции и интегралами типа (3.383.1) из книги [5]. Ответ выражается через вырожденную гипергеометрическую функцию и в асимптотике $T_e \gg T_0$ может быть представлен в виде

$$W(\epsilon_k) \approx \frac{\pi |\lambda|^2 (\epsilon_{cv} - E_g + \epsilon_k)^2}{\hbar T_e^{3/2} (T_e - T_0)^{3/2}} \exp \left\{ -\frac{\epsilon_{cv} - E_g}{T_e} \right\} \exp \left\{ -\frac{\epsilon_k}{T_e} \right\}. \quad (6)$$

Первая экспонента в формуле (6), как и в случае работы [1], показывает, что процесс сублимации связан с возникновением эффекта изменения пороговых условий, который делает сублимацию «холодной». Вторая экспонента подтверждает результат (5), показывая, что распределение продуктов сублимации в сильно неравновесном состоянии действительно определяется температурой T_e электронного газа, т. е. температурой наиболее разогретой подсистемы кристалла.

Стимулирующее влияние безызлучательной рекомбинации электрон-дырочных пар должно проявляться и в процессе нетепловой десорбции примесей с поверхности кристалла, электронная подсистема которого возбуждена светом или электронным пучком. При этом распределение продуктов десорбции также будет определяться температурой T_e .

Этот же эффект, а именно замена температуры кристаллической решетки T_0 на температуру более разогретой подсистемы T_e , будет возникать во всех термоактивационных процессах. В частности, эффект приведет к увеличению скорости нетепловой диффузии, рассмотренной в работе [4].

Полученные результаты показывают, что наблюдение высокотемпературных распределений продуктов испарения и десорбции в условиях лазерного отжига полупроводников может быть вызвано не разогревом приповерхностного слоя образца выше точки плавления или кипения, а нагревом только электронной подсистемы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Стрекалов В. Н. Неравновесное испарение, вызванное безызлучательной рекомбинацией электрон-дырочных пар вблизи поверхности кристалла. — ФТП, 1986, т. 20, в. 10, с. 1939—1943.
- [2] Лазнева Э. Ф., Федоров И. Н. Исследование испарения и десорбции с поверхности никеля при лазерном воздействии. — Письма ЖТФ, 1986, т. 12, в. 7, с. 393—397.
- [3] Ахманов С. А., Емельянов В. И., Коротеев Н. И., Семиногов В. Н. Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность полупроводников и металлов: нелинейно-оптические эффекты и нелинейно-оптическая диагностика. — УФН, 1985, т. 147, в. 4, с. 675—745.
- [4] Стрекалов В. Н. Диффузия в условиях лазерного отжига полупроводников. — ФТП, 1986, т. 20, в. 2, с. 361—363.
- [5] Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., 1962. 1100 с.

Московский станкоинструментальный институт

Получено 10.11.1986
Принято к печати 16.06.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

МАГНИТОТРАНСПОРТ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В МНОГОСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ GaAs/AlGaAs

Толстихин В. И.

Недавно в работе [1] были экспериментально обнаружены отрицательная дифференциальная проводимость S -типа и обусловленные ею высокочастотные эффекты в классических изотипных многослойных гетероструктурах (МСГС)