

- [7] Portis A.M., Blasey K.W., Müller K.A., Bednorz J.G. // Europhys. Lett. 1988. V. 5. N 5. P. 467-472.
- [8] Blasey K.W., Portis A.M., Bednorz L.G. // Solid State Commun. 1988. V. 65. N 10. P. 1153-1156.
- [9] Богачев С.В., Косогов А.О., Татарченко В.А., Третьяков В.И. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. В. 3. С. 166-168.
- [10] Rakulis E.J., Osada T. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 10. P. 5940-5942.
- [11] Абрамов О.В., Левиев Г.И., Погосов В.Г., Трунин М.Р. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. В. 11. С. 433-435.

Институт физики
АН Грузинской ССР,
Тбилиси

Поступило в Редакцию
16 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 4

26 февраля 1990 г.

11

© 1990

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ СТАТИСТИЧЕСКИХ СУММ НЕЙТРАЛЬНЫХ И ИОННЫХ СОСТОЯНИЙ МНОГОАТОМНЫХ ЧАСТИЦ

Н.М. Блащенко, Г.Я. Лаврентьев

Метод поверхностной ионизации многоатомных частиц в умеренных электрических полях оказался весьма информативным [1]. В данной работе изучалась поверхностная ионизация антрацена и висмута в электрических полях напряженностью от $9 \cdot 10^5$ В/см до $4.5 \cdot 10^6$ В/см. Зависимость плотности ионного тока j с поверхности от напряженности F электрического поля и температуры поверхности T при неактивированной адсорбции дается следующим выражением [2]:

$$j = \frac{e\nu}{1 + \frac{Q^0}{Q^+} \exp \frac{e(V - \varphi - \sqrt{eF})}{kT}}, \quad (1)$$

где ν - плотность потока нейтральных частиц, падающих на поверхность; Q^0 , Q^+ - полные статистические суммы иона и нейтральной частицы соответственно; e - заряд электрона; φ - работа выхода эмиттера; V - потенциал ионизации частиц; k - постоянная Больцмана. Для многоатомных частиц полные статисти-

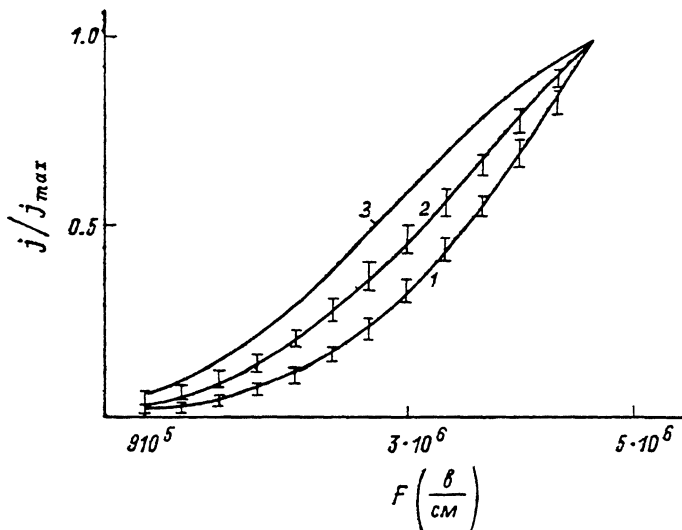
ческие суммы в первом приближении можно представить как произведение статистических сумм по каждому виду движения $Q = Q_n Q_{вр} Q_k Q_э [3]$, где $Q_n, Q_{вр}, Q_k, Q_э$ — статистические суммы поступательного, вращательного, колебательного и электронного состояний частицы. Отношение статистических сумм для многоатомных частиц запишется в виде:

$$\frac{Q^0}{Q^+} = \frac{Q_k^0 Q_э^0}{Q_k^+ Q_э^+} \quad (2)$$

Q_n^0 и Q_n^+ в (2) сократились, т.к. массы иона и нейтральной частицы практически равны, а поскольку при ионизации и конформация молекулы антрацена не изменяется, $Q_{вр}^0$ и $Q_{вр}^+$ тоже сокращаются.

Как видно из (1), и (2) изучение зависимости ионного тока от напряженности электрического поля при известных значениях V , φ и F позволяет определять величину отношения статистических сумм, что особенно интересно для многоатомных частиц. В опытах в качестве эмиттера была взята окисленная вольфрамовая нить диаметром 10 мкм, окруженная коаксиальным цилиндром. Между цилиндром и нитью прикладывалась ускоряющая положительная разность потенциалов, создающая напряженность электрического поля на поверхности в диапазоне $(9 \cdot 10^5 - 4.5 \cdot 10^6)$ В/см. Ионы, образовавшиеся на поверхности эмиттера, фокусировались системой линз полевого источника [4] на входную щель секторного 60° масс-спектрометра [1]. Температура эмиттера составляла (1100 ± 20) К. Давление паров антрацена по ионизационному манометру было $2 \cdot 10^{-7}$ Тор. Работа выхода эмиттера определялась по температурной зависимости тока ионов Bi^+ при минимальной напряженности поля $9 \cdot 10^5$ В/см и составляла (6.57 ± 0.05) эВ. На рисунке представлены зависимости токов ионов Bi^+ (точки на кривой 1) и антрацена (точки на кривой 2) от напряженности электрического поля. Непрерывная линия (кривая 1) — результат машинного расчета по формуле (1) для Bi^+ , параметры кривой: $T = 1100$ К, $\varphi = 6.60$ эВ, $V = 7.286$ эВ [5].

Отношение статистических сумм Q^0/Q^+ для Bi^+ было взято равным 4, т.к. основное состояние атома $Bi - {}^4S_{3/2}$ [5] (орбитальное квантовое число $L=0$, полный спин $S=3/2$, полный момент $J=3/2$). Поскольку $L=0$, тонкого расщепления нет, но уровень вырожден по направлению полного момента J . Степень вырождения $2J+1$ равна 4, таким образом мультиплетность основного состояния атома висмута равна 4. Энергия перехода в первое возбужденное состояние составляет 4 эВ [5]. Очевидно, что вероятность его термического возбуждения практически равна 0. Мультиплетность иона Bi^+ равна 1, поскольку основное состояние иона 3P_0 [5] ($L=1, S=1, J=0$). В данном случае имеет место тонкое расщепление уровней, кратность которого равна 3 ($2L+1$, либо $2S+1$). Таким образом, возникают три уровня, отличающиеся



значением полного момента J , эти уровни с $J=2, 1, 0$. В основном состоянии иона $J=0$, энергия возбуждения из этого состояния в ближайшее ($J=1$) составляет 1.65 эВ [5]. Вероятность его заселения при температуре 1100 К составляет величину порядка 10^{-7} , поэтому в статсумме ее можно не учитывать. Вырождения же на направление момента нет, т.к. $J=0$, следовательно, отношение статистических сумм для Bi Q^0/Q^+ = 4. На рис. 1 видно хорошее совпадение теоретической кривой с экспериментом. Надо отметить, что для лучшего совпадения теоретической кривой с экспериментальными точками производилось варьирование значения работы выхода в пределах ошибки измерения φ при фиксированном значении Q^0/Q^+ . В результате наилучшее совпадение получилось при $\varphi = (6.60 \pm 0.2)$ эВ. Кривая 2 – результат машинного расчета ионного тока антрацена со следующими параметрами: $T=1100$ К, $V = 7.38$ эВ [6], $\varphi = 6.60$ эВ. Отношение статсумм варьировалось до наилучшего совпадения теоретической кривой с экспериментальными точками. В результате наилучшее совпадение получилось при $Q^0/Q^+ = 0.50 \pm 0.04$. Кривая 3 рассчитана для антрацена при отношении статсумм 1/4, она иллюстрирует чувствительность методики определения отношения статсумм. Как видно из (2), это отношение состоит из двух сомножителей – отношения статсумм электронных состояний и отношения статсумм колебательных состояний нейтральной частицы и иона. В работе [7] показано, что все орбитали молекулы антрацена заполнены полностью, мультиплетность основного состояния равна 1. Там же показано, что на верхней орбитали молекулы антрацена находятся два электрона, поэтому изъятие одного из них приводит к ионному состоянию со спином $\beta=1/2$

и мультиплетность $2J+1=2$, а т.к. для многоатомных молекул не имеет места закон сохранения орбитального момента, мультиплетность ионного состояния будет определяться только спиновой мультиплетностью, поэтому отношение $Q^0/Q^+ = 1/2$, что совпадает с экспериментом. Что касается колебательного спектра, то для иона нафталина (гомолога антрацена) показано [8], что колебательные частоты иона по сравнению с нейтральной молекулой уменьшаются. Отношение колебательных статсумм молекулы и иона нафталина, рассчитанное нами по данным работы [8], близко к 1 (0.85). Поскольку отношение Q^0/Q^+ антрацена равно $1/2$, то можно заключить, что колебательные спектры иона и нейтральной молекулы антрацена совпадают. Представляется интересным применение этой методики к другим многоатомным частицам. Например, при исследовании ионизации радикалов необходимо учитывать, что радикал имеет неспаренный электрон, следовательно, нескомпенсированный спин, поэтому мультиплетность электронного состояния равна 2, если в результате акта ионизации этот неспаренный электрон уходит, образовавшийся ион имеет полностью заполненные связи и мультиплетность его равна 1, таким образом, для радикала $Q_2^0/Q_2^+ = 2$. Это обстоятельство необходимо учитывать при определении потенциалов ионизации радикалов по температурным зависимостям методом поверхностной ионизации, когда Y близко к φ . Таким образом, применяемая методика дает возможность определять отношения полных статсумм иона и нейтральной частицы.

Авторы выражают благодарность Н.Д. Потехиной и Н.И. Ионову за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Блащенко Н.М., Ионов Н.И., Лаврентьев Г.Я. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 7. С. 392-397.
- [2] Зандберг Э.Я., Ионов Н.И. Поверхностная ионизация. М.: Наука, 1969. С. 430.
- [3] Левич В.Г. Курс теоретической физики. М.: Наука, 1969. С. 910.
- [4] Бакулина И.Н., Блащенко Н.М., Ионов Н.И., Лаврентьев Г.Я., Шустров Б.Н. Полевой источник ионов для масс-спектрометра. Авторское свидетельство № 711935. Бюл. № 48. 1987.
- [5] Радциг А.А., Смирнов Б.М. Параметры атомов и атомных ионов. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1986. 344 с.
- [6] Энергии разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и средство к электрону. Ред. Кондратьев В.Н., М.: Наука, 1974. С. 351.
- [7] Реасоск Т.Е., Wilkinson P.T. // Proc. Phys. Soc. 1964. V. 83, P. 525-532.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
12 декабря 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 4
06.2
© 1990

26 февраля 1990 г.

КРАЙ ПОГЛОЩЕНИЯ ВАРИЗОННЫХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ $InAs_{1-x}Sb_x$ ($x \leq 0.54$)

Н.В. Зотова, А.В. Лосев,
Б.А. Матвеев, Н.М. Стусь,
Г.Н. Талалакин, А.С. Филиппенко

В последнее время активно исследуется возможность создания длинноволновых ($8 < \lambda < 14$ мкм) источников и приемников излучения на основе полупроводниковых твердых растворов $InAs - InSb$ [1]. Одной из трудностей, существующих при создании таких приборов, является большое несоответствие периодов решеток эпитаксиального слоя и бинарной подложки, что ограничивает область составов, получаемых стандартными методами, например методом ЖФЭ [2].

Возможным способом решения проблемы получения методом ЖФЭ узкозонных слоев $InAs_{1-x}Sb_x$ ($0.4 < x < 0.7$) является выращивание градиентных слоев в условиях высокой пластичности подложки, когда основная часть напряжений снимается за счет процессов пластической деформации, происходящих в подложке и сопровождающихся ее изгибом [3]. Однако до настоящего времени этот способ для получения градиентных эпитаксиальных слоев (ЭС) $InAs_{1-x}Sb_x$ ($x > 0.19$) не применялся, а исследования оптических свойств градиентных слоев этого твердого раствора, в том числе полученных на пластически деформированных подложках, не проводились.

Цель данной работы состояла в получении и исследовании узкозонных твердых растворов $InAs_{1-x}Sb_x$ с $x \leq 0.54$.

Образцы для исследования получали кристаллизацией из расплава на подложках $InAs$ (111) размерами 10×12 мм² при принудительном охлаждении, начиная с $680-720$ °С. На рис. 1 приведено распределение состава по толщине ЭС (кривые x_1, x_2, y_1, y_2) а также значения ширины запрещенной зоны $InAs_{1-x-y}Sb_xPy$, полученные для комнатной температуры по соотношениям из [2] (для составов с $y \neq 0$ использовались формулы из [4] с учетом температурного смещения E_g , равного 60 мэВ). В рамках допущения