

- [1] Z a n g v i l A., R u h R. // J. Amer. Ceram. Soc. 1988. V. 17. N 10. P. 884-890.
- [2] Н у р м а г о м е д о в Ш.А., П и х т и н А.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 17. С. 1043-1045.
- [3] Н у р м а г о м е д о в Ш.А., П и х т и н А.Н. и др. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 1. С. 162-164.
- [4] С а ф а р а л и е в Г.К. В кн.: Широкозонные полупроводники. Махачкала, 1988. С. 34-44.
- [5] Д м и т р и е в В.А., И в а н о в П.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 4. С. 238-241.
- [6] H a l l P.M., M o r a b i t o J.M. // Surf. Sci. 1979. V. 83. P. 391.
- [7] D a v i s L.E., M a s D o n a l d N.C. et al.// Handbook of Auger Electron Spectroscopy. 2nd ed.

Поступило в Редакцию
7 февраля 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 6

26 марта 1991 г.

05.1; 10

© 1991

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОТОНОВ, ПРОШЕДШИХ ТОНКИЕ МОНОКРИСТАЛЛЫ КРЕМНИЯ

В.И. С о р о к а, М.В. А р ц и м о в и ч,
И.Ф. М о г и л ь н и к

Угловые распределения каналированных ионов, прошедших тонкие монокристаллические мишени, проявляют очень сложную зависимость от многих взаимосвязанных параметров. В данном эксперименте выделяется один из них, угол наклона пучка по отношению к определенному кристаллографическому направлению. Измерения зависимости угловых распределений от этого параметра, кроме общего интереса к исследованию динамики прохождения, имеют частный, практический интерес, а именно в связи с обсуждением в работе [1] возможности самофокусировки пучка частиц в кристалле. Эффект самофокусировки получается из анализа рассеяния частиц неканалированной фракции, падающих на кристалл под углами от одного до нескольких критических углов каналирования, и сводится к тому, что для толщин кристалла, меньших длины деканалирования, угловая плотность частиц после кристалла может быть повышена из-за „пленения” рассеянных частиц в канал.

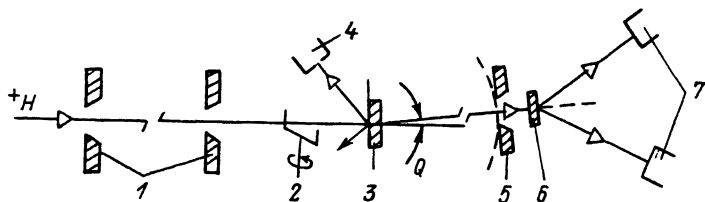


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 - коллиматор пучка частиц из ускорителя, 2 - монитор-прерыватель, 3 - трехосный гониометр с исследуемой мишенью, 4 - детектор обратного рассеяния, 5 - коллиматор второй мишени, 6 - вторая мишень, 7 - детекторы.

В методическом отношении настоящая работа имеет ту особенность, что при измерении профиля, как прямого пучка из ускорителя, так и прошедшего мишень, используется дополнительное рассеяние на тонкой, однородной, аморфной мишени под одним из передних углов. Это позволяет, не меняя режимов работы ускорителя и проводки пучка, измерять с высоким угловым разрешением распределения больших потоков частиц, в то время как детектирующая система не испытывает перегрузок и работает в обычном режиме. Схема эксперимента показана на рис. 1.

Ограничимся перечислением основных технических условий эксперимента: углового расхождения коллимированного пучка из ускорителя - 0.24 мрад, углового расхождения анализируемого пучка после прохождения исследуемой мишени - 0.37 мрад, размера пучка на первой и второй мишенях - 0.25 мм; вторая мишень - никель, 2.24 мг/см²; заряда, переносимого пучком на мишень за время экспонирования, соответствующее каждой точке угловых распределений - 0.5 мкКл.

Измерения выполнены на пучке протонов с энергией 3 МэВ. В качестве исследуемых использованы самоподдерживающиеся монокристаллы кремния толщиной 2.7 мкм и 4.8 мкм с выведенной поверхностью (111). Толщины мишеней измерены в процессе эксперимента по спектрам обратного рассеяния. Следует отметить, что и энергия протонов, и толщины мишеней выбраны такими, чтобы приблизительно удовлетворить критерию

$$N\sigma(\psi_k)x \leq 1,$$

где $\sigma(\psi_k)$ - сечение рассеяния на углы $\geq \psi_k$, N - концентрация ядер, x - толщина мишени, ψ_k - критический угол каналирования. Для этих толщин рассеяние на углы $\geq \psi_k$ является фактически однократным.

На рис. 2, а показаны угловые распределения протонов после прохождения мишени 4.8 мкм, измеренные в плоскости, нормальной к плоскостному каналу (111). Распределения получены для

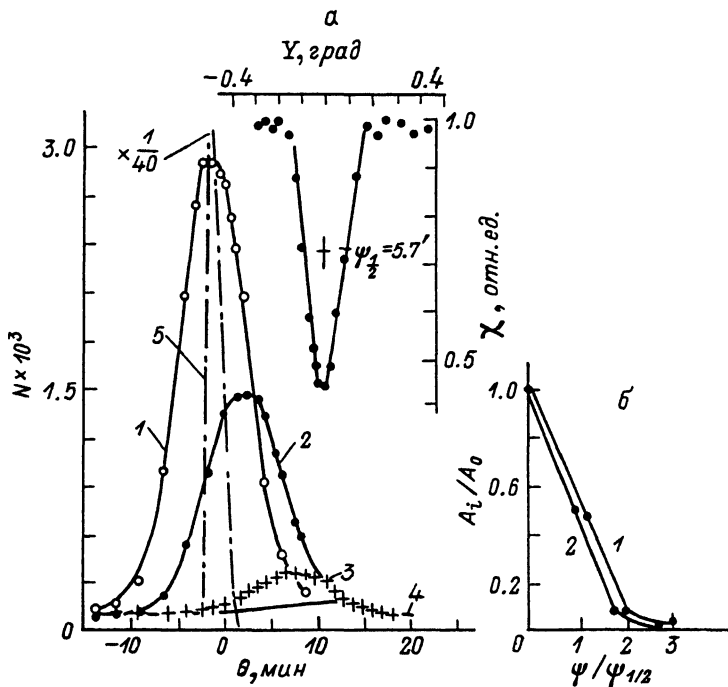


Рис. 2. а - угловые распределения протонов, прошедших 4.8-микрометровую кремниевую мишень для углов ориентации: 1 - $\psi = 0$, 2 - $\psi = \psi_{1/2}$, 3 - $\psi = 2\psi_{1/2}$, 4 - $\psi = 3\psi_{1/2}$, 5 - профиль пучка без мишени; б - изменение вероятности захвата протонов в канале (111): 1 - мишень 2.7 мкм, 2 - мишень 4.8 мкм.

протонов, падающих на кристалл под углами наклона к плоскости (111), приблизительно равными $0, \psi_{1/2}, 2\psi_{1/2}, 3\psi_{1/2}$. Угол $\psi_{1/2}$ ($\approx \psi_k$) половинный угол плоскостного каналирования (см. вставку на рис. 2, а). На рисунке показан также профиль прямого пучка из ускорителя. Нормировка везде - к отсчетам монитора-прерывателя. Из рис. 2, а видно, что вплоть до углов наклона $3\psi_{1/2}$ в угловых распределениях прошедших протонов наблюдаются пики, положения которых коррелируют с углами наклона.

Изменение вероятности захвата протонов в канал в зависимости от угла наклона пучка к каналу (111) показано на рис. 2, б для мишеней двух толщин. По оси ординат отложено отношение A_i/A_0 где A_i - площади под пиками (см. рис. 2, а) для $\psi = \psi_{1/2}, 2\psi_{1/2}, 3\psi_{1/2}$ и A_0 для $\psi = 0$.

Таким образом, полученные результаты не противоречат предположению о возможности самофокусировки пучка частиц в кристал-

ле и могут быть использованы для уточнения величины ожидаемого эффекта. Следует однако обратить внимание, что интенсивность в максимуме распределения прямого пучка из ускорителя приблизительно в 40 раз выше интенсивности каналированного вдоль (111)

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] К у м а х о в М.А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 3. С. 250-252.

Поступило в Редакцию
25 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 6

26 марта 1991 г.

06.3; 07

© 1991

СТАБИЛИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ НАРАБОТКЕ ЗАРОЩЕННОГО $InGaAsSb - GaSb$ ГЕТЕРОЛАЗЕРА ($\lambda = 2$ МКМ)

А. А б р а г а м, Э. Г у л и ц и у с,
Т.Н. Д а н и л о в а, Б.Е. Д ж у р т а н о в,
А.Н. И м е н к о в, Ю.П. Я к о в л е в

В последнее время интенсивно разрабатываются $InGaAsSb - GaSb$ гетеролазеры [1-4], излучающие в диапазоне длин волн 1.8-2.5 мкм. Однако не сообщалось об исследовании изменения их свойств в процессе наработки.

Целью данной работы было изучение изменения интенсивности излучения и диаграммы направленности $InGaAsSb - GaSb$ зарощенных гетеролазеров, излучающих на длине волны 2 мкм при комнатной температуре.

Лазерная структура выращивалась методом жидкофазной эпитаксии [5] на подложках $p-GaSb$ ($n=6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), покрытых предварительно эпитаксиальным слоем полуизолирующего $p-GaSb$ толщиной 2 мкм с вытравленными в нем канавками шириной 8 мкм. В сдвиговой кассете последовательно выращивались слои, показанные на рис. 1. $P-p$ переход располагался на границе эмиттерного слоя $p-GaSb$ и активной узкозонной области $p-InGaAsSb$, легированной Te ($n=2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Из лазерных структур были изготовлены лазеры с омическими контактами по всей площади и длиной резонатора 100-700 мкм. Лазеры генерировали когерентное излучение на длине волны 2 мкм при комнатной температуре