

ного потока на порядок превышают соответствующие экспериментальные значения, полученные в [2—6].

Зависимость относительной скорости прямого потока от параметра FRe^2 в работах с локальным нагревом не исследовалась.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fultz et al. «Met. Monog. Amer. meteor. Soc.», 1959, 4, 36—39.
2. Douglas H., Mason P., Hinch E. «J. Fluid Mech.», 1972, 54, 469—480.
3. Stern M. «Tellus», 1959, 11, 175—179.
4. Schubert G., Whitehead S. «Science», 1969, 163, 71—72.
5. Busse F. «J. Atmos. Soc.», 1972, 29, 1423—1429.
6. Hinch E., Schubert G. «J. Fluid Mech.», 1971, 47, 291—304.
7. Schubert G., Young R., Hinch E. «J. Geophys. Res.», 1971, 76, 2126—2130.
8. Malkus W. «J. Atmos. Sci.», 1970, 27, 529—535.

Поступила в редакцию
16.3 1977 г.
Кафедра
физики моря и вод суши

УДК 621.315.592

В. А. Матвеев
Р. В. Прудников

ВЛИЯНИЕ ПРОГРЕВОВ В СВЕРХВЫСОКОМ ВАКУУМЕ НА ЗАРЯЖЕНИЕ РЕАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ГЕРМАНИЯ

Ранее в работах [1, 2] исследовалось влияние прогревов в вакууме $10^{-5} \div 10^{-6}$ мм рт. ст. на заряджение реальной поверхности германия. Было показано, что при температуре прогрева $T_{пр} = 350 \div 600$ К равновесный электростатический потенциал поверхности Y_{S0} изменяется незначительно (рис. 1, кривая 1). Последнее объяснялось предположением о взаимных и обратимых по знаку изменениях заряда в быстрых (Q_{fs}) и медленных (Q_{ss}) поверхностных состояниях [1]. С другой стороны, авторы [3] наблюдали отрицательное заряджение поверхности после прогревов Ge в сверхвысоком вакууме 10^{-11} мм рт. ст. в интервале $T_{пр} = 520 \div 560$ К, причина которого в этой работе не анализировалась.

С целью получения дополнительной информации о влиянии прогревов на Y_{S0} и G_{fs} мы провели подобные исследования в сверхвысоком вакууме $10^{-8} \div 10^{-9}$ мм рт. ст., который достигался с помощью цеолитового и ионоразрядного насоса. Измерения проводились на образцах Ge *n*-типа, $\rho = 27 \div 30$ Ом·см и ориентация (111). Первоначально образцы травились в 30% растворе H_2O_2 с небольшой добавкой щелочи и затем промывались дистиллированной водой. Потенциал поверхности Y_{S0} в отсутствие внешнего поля и заряд Q_{fs} измерялись, как и в [1, 2], методом эффекта поля на синусоидальном сигнале.

Как видно из рис. 1, зависимость $Y_{S0}(T_{пр})$ в сверхвысоком вакууме (кривая 2) качественно отличается от найденной ранее (кривая 1). В интервале $T_{пр} = 350 \div 500$ К наблюдается сильное отрицательное заряджение, что согласуется с [3]. Это различие в поведении $Y_{S0}(T_{пр})$, с нашей точки зрения, обусловлено различием в парциальных давлениях паров воды в вакуумной системе P_{H_2O} . При вакууме $10^{-8} \div 5 \cdot 10^{-9}$ мм рт. ст. величина P_{H_2O} , измеренная нами омега-треном

ИПДО-1, оказалась равной $10^{-9} \div 10^{-10}$ мм рт. ст. При вакууме $10^{-5} \div 10^{-6}$ мм рт. ст., в условиях которого проводились измерения в [1, 2], $P_{\text{H}_2\text{O}} = 10^{-5} \div 10^{-6}$ мм. рт. ст.

С целью проверки высказанного предположения мы провели на наших образцах, обработанных в идентичных с [1, 2] условиях, измерения в вакууме $10^{-5} \div 10^{-6}$ мм рт. ст. и получили зависимость $Y_{\text{So}}(T_{\text{пр}})$, полностью совпадающую с кривой 1 рис. 1. Далее мы исследовали

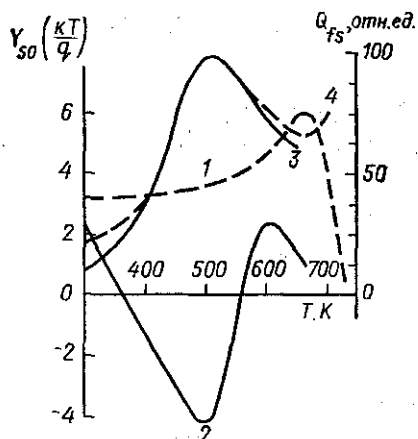


Рис. 1. Зависимость Y_{So} (1, 2) и Q_{fs} (3, 4) реальной поверхности Ge от температуры прогрева в вакууме. 1, 3 — вакуум $10^{-5} \div 10^{-6}$ мм рт. ст. 2, 4 — сверхвысокий вакуум

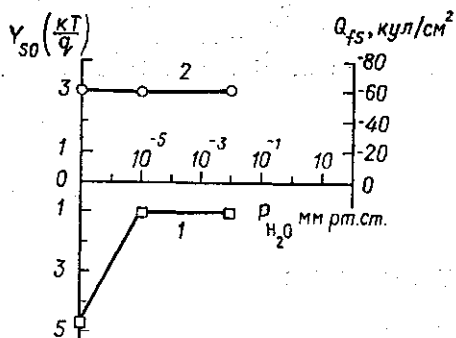


Рис. 2. Влияние парциального давления паров воды на Y_{So} (1) и Q_{fs} (2) реальной поверхности Ge при $T_{\text{пр}} = 500$ К

влияние на Y_{So} и Q_{fs} прогрева образца при 500 К в условиях контролируемого парциального давления паров воды в вакуумной системе. Как видно из рис. 2 (кривая 1), при $P_{\text{H}_2\text{O}}$ менее 10^{-5} мм рт. ст. поверхность заряжается отрицательно. При $P_{\text{H}_2\text{O}} > 10^{-5}$ мм рт. ст., что соответствует условиям измерений в вакууме $10^{-5} \div 10^{-6}$ мм рт. ст. (рис. 1, кривая 1), Y_{So} не изменяется. При этом величина Q_{fs} не зависит от $P_{\text{H}_2\text{O}}$ (рис. 2, кривая 2). Вид зависимости $Q_{\text{fs}}(T_{\text{пр}})$ как в сверхвысоком, так и в обычном вакууме почти один и тот же (рис. 1, кривые 3, 4).

Простые оценки [4] показывают, что при $P_{\text{H}_2\text{O}} = 10^{-5} \div 10^{-6}$ мм рт. ст. время, необходимое для заполнения 1 см^2 поверхности образца мономолекулярным слоем H_2O , составляет величину порядка нескольких десятков секунд, при $P_{\text{H}_2\text{O}} = 10^{-9} \div 10^{-10}$ мм рт. ст. — десятки часов. Столь большая разница в кинетике, по всей видимости, приводит к тому, что за время остывания образца обратная адсорбция молекул воды обуславливает разные соотношения в величинах Q_{fs} и Q_{ss} . При $T_{\text{пр}} = 500$ К в вакууме $10^{-5} \div 10^{-6}$ мм рт. ст. плотность заряженных медленных состояний донорного типа становится менее 10^{11} см^{-2} [5]. Следует ожидать, что в условиях сверхвысокого вакуума эта величина может стать еще меньше, так что при малых $P_{\text{H}_2\text{O}}$ изменение Q_{ss} не компенсируется соответствующим изменением Q_{fs} , и поверхность при этом заряжается отрицательно. Заметим, что при длительном (порядка десятка часов) выдерживании образца в сверхвысоком вакууме после $T_{\text{пр}} = 500$ К мы наблюдали медленное смещение Y_{So} в область более положительных значений, что также связано с обратной адсорбцией.

Таким образом, заряджение реальной поверхности Ge после прогре-

вов в вакууме в сильной мере зависит от парциального давления паров воды. При прогревах в сверхвысоком вакууме процесс термодесорбции координационно-связанных молекул воды превалирует над обратной адсорбцией, и поверхность заряжается отрицательно. При этих условиях температурные границы удаления гидроксильных групп и разрушения окисной пленки [6, 7] сдвинуты, по-видимому, в область более низких температур. Благодаря этому вся кривая $Y_{80}(T_{\text{пр}})$ в области $T_{\text{пр}} > 500$ К сдвинута влево по сравнению с кривой 1, рис. 1.

Авторы выражают глубокую благодарность В. Ф. Киселеву за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ржанов А. В. Электронные процессы на поверхности полупроводников. М., 1971.
2. Kiselev V. F., Kozlov S. N., Novotofski-Vlasov Yu. F., Prudnikov P. V. «Surf. Sci.», 1960, 11, 111.
3. Sochanski J., Gatos H. «Surf. Sci.», 1969, 13, 393.
4. Де Бур Я. Динамический характер адсорбции. М., 1962, с. 22.
5. Козлов С. Н., Новотоцкий-Власов Ю. Ф., Киселев В. Ф. «Физ. и техн. полупроводников», 1972, 6, 2102.
6. Романова Г. Ф., Степко Ф. Н. В сб.: «Электронные процессы на поверхности и в монокристаллических слоях полупроводников». Новосибирск, 1967.
7. Law M. J. D., Madison N., Ramamurthy P. «Surf. Sci.», 1969, 13, 238.

Поступила в редакцию
3.6 1977 г.
Кафедра общей физики
для химиков

УДК 530.12:531.18:537.86

Л. С. Кузьменков
Н. Д. Наумов

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ВОЛНА В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ И ОПЫТЫ ПО КРАСНОМУ СМЕЩЕНИЮ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Опыт Паунда и Ребки [1] является, по сути дела, единственным лабораторным экспериментом, обнаруживающим изменение частоты электромагнитного излучения в гравитационном поле. Однако традиционная интерпретация факта возрастания частоты света с увеличением абсолютной величины потенциала гравитационного поля $\Phi(x)$ связана, на наш взгляд, с определенными трудностями. Действительно, производная эйконала по времени $d\psi/dt = -\omega_0$ в стационарном гравитационном поле постоянная. Чтобы найти зависимость частоты от потенциала поля $\omega = \omega(\Phi)$, обычно вводится для каждой точки M пространства-времени свое собственное время $\tau = \tau(M)$ [2]. Тогда $\omega(\Phi) = -d\psi/d\tau$. При таком постулате зависимости τ от Φ следует рассматривать в собственном времени не только электромагнитные колебания, но и все физические процессы в окрестности точки M .

Пусть гармонический осциллятор I расположен у поверхности Земли и излучает электромагнитную волну с частотой ω_0 , а идентичный осциллятор II служит приемником на высоте h . Во времени τ частота излучения на высоте h равна частоте осциллятора II $\omega_{II} = \omega(\Phi) = -d\psi/d\tau$, т. е. сдвиг частоты $\Delta\omega = 0$. Если же предположить, что частота света не изменяется с высотой, но $\tau = \tau(M)$, то $\Delta\omega \neq 0$. Таким об-