

зование этих структур, их радиус уменьшался до значения $\sim 1.4-1.5$ мкм, что хорошо согласуется с вышеизложенными представлениями. Необходимо отметить, что аналогичные структуры образуются и на образцах с окисленной подложкой.

Образование данных ПС в области границы перехода от мелко- крупнокристаллической структуре связано с пороговым эффектом резкого изменения структуры при малых изменениях плотности энергии лазерного излучения. Очевидно, в допороговых режимах обработки, несмотря на наличие таких локальных дифракционных изменений лазерного излучения, этих ПС не образуется.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Модифицирование и легирование поверхности лазерными, ионными и электронными пучками. / Под ред. Дж. М. Поута, Г. Фоти, Д.К. Джекобсона. М.: Машиностроение, 1987. 424 с.
- [2] Пристрем А.М., Демчук А.В., Данилович Н.И. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 6. С. 1220-1224.
- [3] Батище С.А., Данилович Н.И., Демчук А.В. и др. // Тез. докл. XIII Междунар. конф. по когерентной и нелинейной оптике (Минск, 6-9 сент. 1988 г.) Минск, 1988. Ч. 1. С. 36-37.
- [4] Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976. С. 160.

Минский радиотехнический институт

Поступило в Редакцию
5 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 12
04; 05.2

26 июня 1990 г.

© 1990

ДИАМАГНИТИЗМ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛАЗМЫ

В.Н. Подшивалов, В.В. Масалов,
В.И. Махов

Известно, что равновесная плазма твердого тела не обладает магнитными свойствами. Магнетизм неравновесной плазмы твердого

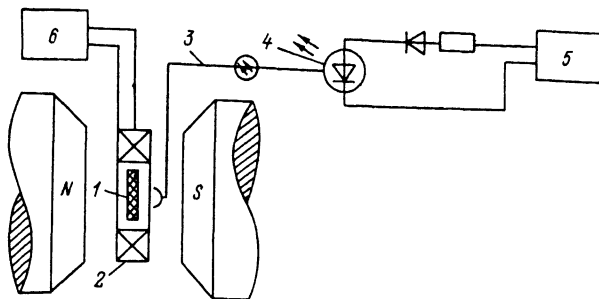


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 - пластина, 2 - катушка, 3 - световод, 4 - светоизлучающий диод, 5 - генератор, 6 - измерительный усилитель.

тела, насколько известно нам, в литературе до настоящего времени не описан. В этой работе представлены результаты экспериментального наблюдения диамагнетизма плазмы твердого тела, вызванной воздействием инфракрасного излучения на антимонид индия.

Схема измерительной части стенда, на котором проводился эксперимент приведена на рис. 1. Пластина 1 из антимонида индия n -типа размером $3 \times 4 \times 0.5$ мм размещалась внутри катушки 2 из медного провода диаметром 0.05 мм и числом витков $\omega = 1900$. Внешний диаметр каркаса катушки - 17 мм, внутренний - 10 мм, высота - 4 мм. Катушка имела индуктивность $L_k = 46.7$ мкГн. Вместе с собственной емкостью индуктивность катушки L_k образывала контур с резонансной частотой 52 кГц. Полупроводниковая пластина освещалась светодиодом 4 через гибкий световод 3 длиной 1.5 м и диаметром 2 мм. Инфракрасный светодиод типа АЛ 107 А имел максимум мощности излучения на длине волны $\lambda \approx 0.9$ мкм. Светодиод запитывался через выпрямительный диод и токоограничительный резистор от генератора синусоидальных колебаний 5 типа ГЗ-112. Амплитуда мощности световода потока, попадавшего на полупроводник по оценкам, составляла величину около 10 мВт. Катушка была подключена через коаксиальный кабель ко входу измерительного усилителя 6 типа У2-8. Катушка располагалась между полюсами электромагнита. Измерения проводились при температуре 77 К.

В процессе проведения эксперимента определялась амплитуда переменного напряжения на выводах катушки при засветке полупроводника модулированным инфракрасным излучением. Частота модуляции изменялась в диапазоне от 40 до 60 кГц. Индукция магнитного поля изменялась в пределах 0-0.73 Т.

Дополнительно на резонансной частоте оценивалось влияние направления вектора магнитной индукции на фазу выходного сигнала.

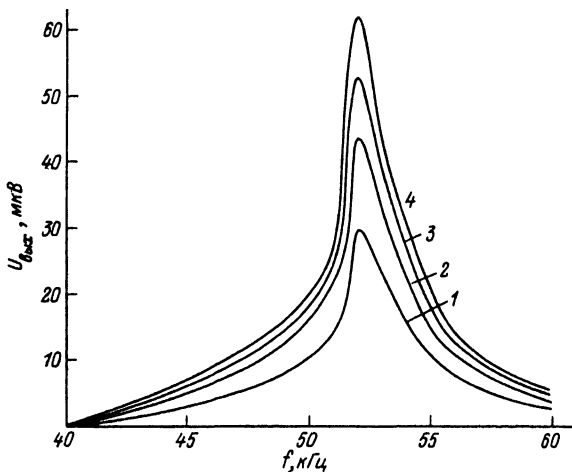


Рис. 2. Зависимости выходного напряжения от частоты модуляции светового излучения при фиксированных значениях индукции магнитного поля. 1 - $B = 0$, 2 - $B = 0.31$ Т, 3 - $B = 0.59$ Т, 4 - $B = 0.73$ Т.

Для этой цели форма выходного напряжения усилителя δ наблюдалась на осциллографе, развертка которого синхронизировалась от генератора 5.

Результаты экспериментов отражены на рис. 2, где приведены зависимости выходного напряжения $U_{\text{вых}}$ от частоты модуляции светового потока при фиксированных значениях индукции магнитного поля B . Как видно, зависимость $U_{\text{вых}}(f)$ имеет резонансный характер, причем частота резонанса совпадает с собственной резонансной частотой катушки 2. Добротность резонанса $Q \approx 25$. Следует отметить, что напряжение на выводах катушки появляется и при индукции магнитного поля $B = 0$. С увеличением B $U_{\text{вых}}$ возрастает сначала линейно, а затем $\partial U_{\text{вых}} / \partial B$ уменьшается. При перемене направления вектора индукции магнитного поля на противоположное, фаза напряжения на резонансной частоте изменяется на $\sim 180^\circ$.

Для интерпретации полученных экспериментальных результатов проведем оценку диамагнитного момента неравновесной плазмы носителей заряда, генерируемых световым излучением. Пусть на полупроводниковую пластину падает световой поток, мощность которого изменяется как $P' = 2P_0 + P_0 \exp(j\omega t)$. Далее будем рассматривать только переменную часть светового потока $P = P_0 \exp(j\omega t)$. Этот световой поток генерирует N пар электрон-дырка, причем $N = P\tau_0 / E_0$, где τ_0 - время жизни неравновесных носителей заряда, E_0 - энергия кванта излучения. Каждый свободный носитель заряда имеет обусловленную тепловым движением составляющую

скорости, лежащую в плоскости пластины и равную $v_{n,p} = \sqrt{2kT/m_{n,p}}$, где k – постоянная Больцмана, $m_{n,p}$ – эффективные массы носителей заряда. В магнитном поле траектории движения носителей заряда будут закручиваться с циклотронной частотой $\omega_c = eB/m_{n,p}$. Так как $m_n \ll m_p$, то в дальнейшем будем учитывать циклотронные токи, связанные только с электронами. При определении магнитного момента тока электронов будем, так же как и в [1], считать, что электронный ток течет по двойному сегменту с радиусом кривизны, равным циклотронному радиусу R_c и хордой, равной длине свободного пробега l , причем $l \ll R_c$. Суммарный магнитный момент L закрученных электронов равен

$$L = e^2 l^2 B \tau_0 \rho / 6 m_n E_0. \quad (1)$$

Далее будем считать, что магнитный момент L создается эквивалентным током $I_{экв}$, текущим по границе освещенной зоны полупроводника, причем эта зона является диском с радиусом R , равным радиусу световода. Тогда $I_{экв} = L/\pi R^2$, а ЭДС на выводах катушки равна

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \exp(j\omega t) = -M \frac{dI_{экв}}{dt} = -j \frac{M \omega e^2 l^2 B \tau_0}{6 \pi m_n E_0 R^2} \rho_0 \exp(j\omega t), \quad (2)$$

где M – взаимная индуктивность катушки и витка тока $I_{экв}$. Амплитуда выходного напряжения на входе измерительного усилителем \mathcal{U} на резонансной частоте будет в Q раз больше

$$\mathcal{U}_0 = \frac{QM \omega e^2 l^2 B \tau_0 \rho_0}{6 \pi m_n E_0 R^2}. \quad (3)$$

Из (2) так же видно, что при изменении знака B , фаза ЭДС изменится на 180° .

Подставив в (3) конкретные значения параметров (примем $\tau_0 = 10^{-8}$ с, $l = 1.15 \cdot 10^{-6}$ м, $M = 0.57 \cdot 10^{-6}$ Гн), получим расчетное значение выходного напряжения на резонансной частоте $\mathcal{U}_{орос} = 73$ мкВ, которое достаточно близко к полученному экспериментально $\mathcal{U}_{оэсп} = 62$ мкВ. Это, а также тот факт, что фаза выходного сигнала изменяется на 180° при изменении направления вектора магнитной индукции на противоположное, свидетельствует о том, что диамагнетизм плазмы носителей заряда, вызванный воздействием светового излучения, действительно имеет место.

Периодическое изменение освещенности полупроводника приводит к периодическому изменению эффективной магнитной проницаемости

полупроводника, что вызывает периодическое изменение индуктивности катушки, параметрическую раскачку резонансного контура, образованного индуктивностью катушки и ее собственной емкостью, и появление выходного напряжения также и при магнитном поле, близком к нулю.

Таким образом, в настоящей работе впервые продемонстрирован диамагнетизм неравновесной плазмы твердого тела, вызванный воздействием светового излучения. Обнаруженный эффект может быть использован для преобразования электромагнитного излучения в электрический сигнал.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Франк - Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1964.

Поступило в Редакцию
6 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 12 26 июня 1990 г.

0.4

© 1990

ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЕ И ОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ ИОНЫ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ ГЕКСАФТОРИДА СЕРЫ

Н.Г. Немцева, А.М. Пржонский

Низкотемпературная плазма в электроотрицательных газах, включая SF_6 , находит широкое применение в различных научных и технических устройствах [1, 2]. Этим обусловлена необходимость всестороннего исследования ее физико-химических свойств, в частности, формирования нейтрального и ионного состава [3, 4]. Нами предпринята попытка масс-спектрометрического измерения состава положительных и отрицательных ионов в разрядной плазме в SF_6 , сведения о котором весьма ограничены [4]. Одновременно определялась также степень разложения SF_6 в разряде, а с помощью электрических зондов измерялись их вольт-амперные характеристики и определялись величины продольного поля E . Аппаратура и методика эксперимента в основном аналогичны описанным ранее [5-7]. Имелись при этом определенные трудности, связанные, как с неустойчивостью разряда постоянного тока в электроотрицательном газе [7], так и с большими величинами продольного электрического поля E , достигающего $50 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$ и более. В отличие от [4], где аналогичные измерения выполнены в плазме ВЧ разряда в алю-