ным значением этого отношения 0,56. Некоторые различия теоретической и экспериментальной величин критического магнитного поля (см. рис. 5) могут быть связаны как с экспериментальной неопределенностью выбора точки на графике зависимостей $\Delta(B_0)$, где кривые для разных длин пространства дрейфа L начинают сливаться, так и с определенным произволом при теоретических оценках в выборе равенства длины L одному обратному пространственному инкременту $v_e/Im \omega$.

Таким образом, полученные экспериментальные данные не противоречат приведенным оценкам развития диокотронной неустойчивости в пучке. Для однозначного ответа на вопрос о природе неустойчивости необходимо более детальное изучение структуры РЭП и, в частности, измерение азимутального распределения плотности тока РЭП для наблюдения возможного разбиения пучка на отдельные струи.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Александров А. Ф., Воронков С. Н., Галузо С. Ю. и др.//Тез. докл. V Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Томск, 1984. Ч. 2. С. 22. [2] 'Бугаев С. П., Ким А. А., Климов А. И., Кошелев В. И.//Физика плазмы. 1981. 7, № 3. С. 529. [3] Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Гришаев А. А. и др.// //Тез. докл. VI Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Томск, 1986. Ч. 3. С. 65. [4] Александров А. Ф., Воронков С. Н., Галузо С. Ю. и др.//Физика плазмы. 1988. 14, № 11. С. 1388. [5] Иванов В. С., Кременцов С. И., Рейзер М. Д. и др.//Физика плазмы. 1981. 7, № 4. С. 784. [6] Воронков С. Н., Лоза О. Г., Раваев А. А., Стрелков П. С.//Физика плазмы. 1988. 14, № 10. С. 1259. [7] Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И. и др.//ЖТФ. 1980. 50, № 11. С. 2381. [8] Федосов Л. И., Литвинов Е. А., Беломытцев С. Я., Бугаев С. П.//Изв. вузов, Физика. 1977. № 10. С. 134. [9] Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Росинский С. Б., Рухлин В. Г. Физика сильноточных релятивистских электровных пучков. М., 1980. [10] Карбушев Н. И., Удовиченко С. Ю., Рухадзе А. А.//Кр. сообщ. по физике ФИАН. 1983. № 7. С. 50.

Поступила в редакцию 28.06.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 3

УДК 539.293:537.87

КРОСС-МОДУЛЯЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ НА СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЯХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ ДИАГНОСТИКИ МОЩНЫХ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЙ

А. В. Козарь, С. А. Крупенко

(кафедра радиофизики СВЧ)

Изучено влияние одновременного воздействия непрерывных СВЧ- и ИК-излучений на коэффициенты отражения кристаллического кремния, связанного с изменением как температуры образца, так и подвижности и концентрации свободных носителей заряда. Рассмотрены некоторые теоретические и экспериментальные результаты, перспективы применения эффекта в научных исследованиях.

В последние годы высокие уровни мощности излучений СВЧ-энергии получены на генераторах различных типов, в том числе на релятивистских электронных потоках, как в импульсном, так и в непрерывном режимах [1]. Задача проведения адекватной диагностики генерируемых мощных излучений становится актуальной вследствие того, что традиционные методы измерения уже не удовлетворяют современным требованиям. В работе представлены предварительные результаты, полученные одним из новых методов диагностики электромагнитных излучений, основанным на взаимодействии с полупроводником мощного СВЧ- и лазерного инфракрасного излучений.

1. Взаимодействие электромагнитной СВЧ-волны с полупроводниковым слоем в волноводе

Рассмотрим прямоугольный СВЧ-тракт, в котором распространяется электромагнитная волна типа H_{10} , а сечение волновода полностью заполнено однородным и изотропным полупроводниковым образцом конечной толщины. Используя хорошо известный метод импедансных характеристик [2], рассмотрим отрезок волновода, нагруженный на некоторое сопротивление Z. Коэффициент отражения СВЧ-сигнала определяется выражением

$$\Gamma = \frac{Z_{\rm inp} - Z_0}{Z_{\rm inp} + Z_0},\tag{1}$$

где $Z_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} [1 - (\lambda/\lambda_c)^2]^{-1/2}$ волновое сопротивление волновода с вакуумным заполнением, Z_{inp} — входное сопротивление полупроводникового слоя. В случае, когда линия нагружена на согласованное волновое сопротивление, соотношение (1) принимает вид [3]

$$\Gamma = \frac{(Z_{\rm s}^2 - Z_0^2) \, \text{th} \, \gamma \, d_0}{2Z_{\rm s}Z_0 + (Z_{\rm s}^2 + Z_0^2) \, \text{th} \, \gamma \, d_0}$$

где $Z_s = (\mu_0/\varepsilon_h \varepsilon_0) \left[1 - (\lambda^2/\lambda_c^2 \varepsilon_h)\right]^{-1/2}$, d_0 — толщина образца, λ — длина волны, $\varepsilon_k = \varepsilon' - i (\sigma/\omega \varepsilon_0)$, $\lambda_c = 2a$, a — размер широкой стенки волновода, ε' — диэлектрическая проницаемость, σ — удельная проводимость,

$$\begin{split} &\omega = 2\pi/\lambda, \quad \gamma = \alpha' + i\beta', \quad \Lambda = \varepsilon' - (\lambda/\lambda_c)^2, \quad \alpha' = (2\pi/\lambda) \left\{ \left[(\Lambda^2 + \varepsilon''^2)^{1/2} - \Lambda \right]/2 \right\}^{1/2}, \\ &\varepsilon'' = \sigma/\omega\varepsilon_0, \quad \beta' = (2\pi/\lambda) \left\{ \left[(\Lambda^2 + \varepsilon''^2)^{1/2} + \Lambda \right]/2 \right\}^{1/2}. \end{split}$$

Численное исследование зависимости коэффициента отражения от удельной проводимости σ и толщины d_0 было проведено в работе [4].

Увеличение поглощения СВЧ-энергии в образце приводит к изменению температуры и, как следствие, концентрации электронов, так как $\sigma = Ne\mu$, где $N^2 = 1.5 \cdot 10^{33} T^3 \exp(\Delta \mathcal{E}/kT) \operatorname{cm}^{-6} (\Delta \mathcal{E} = 1.21 \operatorname{gg})$ — квадрат концентрации носителей заряда в кремнии с собственной проводимостью [5], e — заряд электрона, $\mu_n = 4 \cdot 10^9 T^{-2.6}$, $\mu_p = 2.5 \cdot 10^8 T^{-2.3} \operatorname{cm}^2 \times XB^{-1} \cdot C^{-1}$ — подвижность носителей зарядов. Из этих соотношений видно, что $\sigma = \sigma(T)$, поэтому $\Gamma = \Gamma(T)$. При интерпретации экспериментальных результатов будем учитывать поглощение в образце и, как следствие этого, изменение коэффициента отражения СВЧ-мощности Γ .

2. Влияние сильных электромагнитных полей на электрофизические свойства полупроводника

В полупроводнике энергия электронов может существенно возрастать под действием электромагнитного поля, что в свою очередь приведет к изменению подвижности носителей зарядов, поэтому плотность тока через полупроводник в этом случае не будет прямо пропорциональна величине поля, и подвижность следует рассматривать как

38

функцию напряженности электромагнитного поля. Из известного уравнения Шокли

$$(T_e/T)^2 - (T_e/T) = (3\pi/32) \,(\mu_0 E/U)^2, \tag{2}$$

где T — температура, T_e — температура электронов (при $T = T_e$ — тепловое равновесие), E — напряженность электромагнитного поля, U — скорость звука, μ_0 — подвижность в слабом поле, можно получить [6]

$$T_{e}/T = (1/2) \{ 1 + [1 + (3\pi/8) (\mu_{0}E/U)^{2}]^{1/2} \}.$$
(3)

Так как $\mu = \mu_0 (T/T_e)^{1/2}$, $\varepsilon'' = Ne\mu/\omega\varepsilon_0 = \sigma_0 (T/T_e)^{1/2}/\omega\varepsilon_0$,

где o₀ — темновая проводимость полупроводника, получим, что

$$\varepsilon'' = 4 \left(\sigma_0 / \omega \varepsilon_0 \right) \left(2 + \left\{ \left[8 + 3\pi \left(\mu_0 E / U \right)^2 \right]^2 / 2 \right\}^{1/2} \right)^{-1} \right), \tag{4}$$

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{1}{2} + \left\{ 1 + \left[\frac{1}{4} + \frac{3\pi}{8} \right] \left(\frac{\mu_0 E}{U} \right)^2 \right\}^{-1/2} \right\}$$
(5)

откуда видно, что $\mu = \mu(E)$. Изменение удельной проводимости полупроводникового слоя σ под действием электрического поля E является еще одним фактором, который может влиять на коэффициент отражения СВЧ-излучения Г. При облучении образца СВЧ-полем величина напряженности переменного поля E будет определять и время релаксации электронов в полупроводнике τ . Из решения уравнения (2) и из соотношения $\tau = \mu m/e$, где m -эффективная масса электрона, получим, что при $E \gg \mu_0/U$

$$\tau = m \left(\frac{32}{2\pi} \right)^{1/4} \left(\mu_0 U \right)^{1/2} E^{-1/2} / e.$$
(6)

Так, например, получим временное разрешение для Ge: при $E=3\times$ $\times 10^6$ B/м $\tau=6\cdot 10^{-14}$ с.

3. Оптические свойства полупроводникового образца в ближней инфракрасной области

В видимой области спектра полупроводники, как правило, слабо пропускают излучение (коэффициент поглощения α≤10⁵ см⁻¹). На определенном участке спектра, обычно в ближней ИК-области, α начинает быстро уменьшаться. Этот участок спектра называют краем собственного или фундаментального поглощения.

Запишем коэффициент поглощения α в обобщенном виде:

$$\alpha = 4\pi \varkappa / \lambda_s = \sigma / (n^2 \lambda_s \nu \varepsilon_0) = \sigma / (n c \varepsilon_0),$$

где х — показатель поглощения, n — показатель преломления, $\epsilon' = n^3 \times \times (1 - \varkappa^3)$, $\sigma = 4\pi n^2 \varkappa v \epsilon_0$, v — частота оптического излучения, λ_s — длина волны излучения в образце. С другой стороны, в [6] показано, что для коэффициента поглощения α в ближней ИК-области за краем фундаментального поглощения справедливо соотношение

$$\sigma/\sigma_0 = ge^2/(\omega^2 m_e^2 \mu), \tag{8}$$

где me — дрейфовая эффективная масса электрона, g=32/9я, откуда

$$\alpha = \sigma_0 g e^2 / (\omega^2 \mu^2 m_e^2 c e_0 n) = N \lambda_0^2 g e^3 / (4 \pi^2 e_0 m_e^2 c^3 \mu n), \tag{9}$$

где N — концентрация электронов в зоне проводимости. Последнее соотношение показывает, что $a = a(\mu, N)$.

39

(7)

Если на образец с прямоугольными плоскими гранями и толщиной d_0 падает монохроматическое лазерное излучение с длиной волны λ_0 , причем угол падения близок к нормальному, для коэффициентов отражения R и пропускания T справедливы известные соотношения [7]

$$R = \left[(1-n)^2 + k^2 \right] / \left[(1+n)^2 + k^2 \right]$$
(10)

И

$$T = [(1 - R^2) \exp\{-4\pi d_0 k/\lambda_0\}] / [1 - R^2 \exp\{-8\pi d_0 k/\lambda_0\}],$$
(11)

где $k=n\varkappa$. Так как $\alpha=4\pi k/\lambda_0$, из (10) видно, что $R=R(\alpha)$, откуда с учетом (9) $R=R(\mu)$. В соответствии с формулами (1) и (4) получим, что R=R(E), а в итоге $R=R(P_{RF})$, где P_{RF} мощность СВЧ-сигнала.

4. Некоторые экспериментальные результаты исследования механизмов лазерного зондирования СВЧ-излучения

При проведении экспериментальных исследований в качестве полупроводникового слоя был выбран образец из чистого кремния полуволновой толщины для СВЧ-излучения на частоте f=34,86 ГГц, при этом излучение распространялось вдоль кристаллографической оси (111).



На рис. 1 представлена блок-схема экспериментальной установки для моделирования процессов, происходящих в полупроводнике при лазерной диагностике СВЧ-излучений. Источником СВЧ-мощности (1) был генератор дифракционного излучения ГДИ-8, изготовленный в ИРЭ АН УССР [8], а в качестве источника оптического излучения применялся гелий-неоновый лазер (6) ЛГ-126 с длиной волны излучения $\lambda_0=1,15$ мкм, т. е. за краем фундаментального поглощения. Образец (2) располагался в рупоре (3) источника СВЧ-излучения, а с противоположной стороны «освещался» лазерным лучом, причем имелась возможность пространственного сканирования лучом по поверхности об-

40

разца. Падающий и отраженный лучи регистрировались фотоприемниками (10, 5) и измерительной аппаратурой, включающей в себя вольтметры В7-27 (7, 8) и осциллограф С1-83 (9). Схема регистрации СВЧизлучения состояла из детектора (13), осциллографа С1-83 (11), преобразователя частоты Ч5-13 (12), частотомера Ч3-34А (14); падающая и отраженная СВЧ-мощности измерялись при помощи измерителей мощности М3-53 (18) и двух направленных ответвителей с величиной затухания 30 дБ в интервале частот 34—36 ГГц. Питание источника СВЧ-мощности осуществлялось блоками накального (16) и анодного (15) напряжений, а модуляция лазерного луча с частотой от 1 до 2 кГц — модулятором (4); вакуум в ГДИ-8 контролировался вакуумметром ВИТ-2 (17).



На рис. 2 показана зависимость отраженной СВЧ-мощности P_{ref} от падающей P_{RF} при различных мощностях оптической накачки лазера P. Особенно характерной является кривая при P=4,5 мВт, которая хорошо иллюстрирует наличие двух механизмов изменения проводимости: 1) в диапазоне мощностей СВЧ-излучения от 0 до 18 Вт при увеличении поглощения полупроводником СВЧ-энергии повышается температура образца, что приводит к увеличению концентрации носителей зарядов и уменьшению их подвижности; 2) при мощности СВЧ-излучения от 18 до 25 Вт увеличивается напряженность электрической составляющей СВЧ-поля, что приводит к изменению подвижности носителей и вызывает замедление роста удельной проводимости σ .

На рис. З приведены зависимости изменения напряжения на фотоприемнике ΔU_{ref} , величина которого пропорциональна изменению коэффициента отражения лазерного луча R от полупроводникового образца. И на этом рисунке самой характерной является кривая, соответствующая P=4,5 мВт, которая также хорошо демонстрирует наличие двух механизмов изменения проводимости под действием непрерывного СВЧ-излучения: 1) в днапазоне СВЧ-мощности от 0 до 18 Вт коэффициент отражения лазерного излучения R будет определяться изменением коэффициента поглощения α вследствие температурной зависимости концентрации N и подвижности μ , как это видно из (9); 2) в днапазоне мощностей СВЧ-излучения от 18 до 25 Вт вследствие зависимости подвижности от электрической составляющей СВЧ-поля (5) рост коэффициента отражения R при увеличении СВЧ-мощности замедляется. Как видно из рис. 2 и 3, изменение мощности лазерного излучения позволяет варьировать величину фотопроводимости образца, что необходимо для выбора рабочей точки, которую определяют такие параметры, как величина падающего СВЧ-излучения, геометрические размеры волноводного тракта, темновые потери в полупроводнике. При проведении экспериментов на данной установке оптимальна мощность лазерного излучения P=4.5 мВт.

Эксперименты и предварительные расчеты показали, что данный механизм зависимости коэффициента отражения оптического излучения от CBЧ-мощности для волновода сечением $7,2\times3,4$ мм на частоте f=35 ГГц начинает работать при $P_{\rm RF}$ порядка 20 Вт, или E=450 В/см. Основное прикладное значение будет иметь именно этот механизм изменения коэффициента отражения, потому что по сравнению с тепловым механизмом он обладает несравненно большим быстродействием, что необходимо при диагностике мощных импульсных CBЧ-сигналов.

При переходе на диагностику еще больших СВЧ-мощностей — десятки и сотни киловатт — вместо полуволнового образца предполагается использование тонких полупроводниковых пленок, физические процессы в которых будут описываться во многих случаях теми же соотношениями, что и в данных модельных экспериментах.

Использование тонких пленок для диагностики мощных СВЧ-излучений предлагаемым методом имеет такие достоинства, как широкополосность, большой динамический диапазон, бесконтактность и независимость от внешних наводок и помех.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках. М., 1987. [2] Вольман В. И., Пименов Ю. В. Техническая электродинамика. М., 1971. [3] Лопухин В. М., Пирогов Ю. А. Электродинамика сверхысских частот. М., 1980. [4] Козарь А. В., Пирогов Ю. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1972. 13, № 5. С. 573. [5] Баранский П. И., Клочков В. П., Потыкевич И. В. Полупроводниковая электроника. Киев, 1975. [6] Смит Р. Полупроводники. М., 1982. [7] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М., 1984. Т. 1. [8] Шестопалов В. П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Киев, 1985. Т. 2.

Поступила в редакцию 16.10.89