

ВЫПРЯМЛЕНИЕ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА И ГЕНЕРАЦИЯ ЧЕТНЫХ ГАРМОНИК ОДНОРОДНЫМИ ПОЛУПРОВОДНИКАМИ С АНТИСИММЕТРИЧНОЙ МОНОТОННОЙ ВАХ

Бумялене С., Ласене Г., Пирагас К.

Теоретически и экспериментально исследован эффект порогового выпрямления переменного тока и генерации четных гармоник однородными полупроводниковыми образцами n -Ge(Ni) с антисимметричной монотонной ВАХ. Эффект возникает в результате нелинейного резонанса, определяемого динамикой захвата носителей заряда на акцепторные уровни никеля и дислокаций.

1. Для детектирования переменного тока в радиотехнике обычно используются различные неоднородные полупроводниковые структуры. Однородный полупроводниковый образец в силу антисимметричности ВАХ $j(-E) = -j(E)$ не может выпрямлять переменный ток. Действительно, если к такому образцу приложено периодическое поле $E(t) = E(t+T)$, обладающее свойством симметрии $E(t+T/2) = -E(t)$ (такую функцию принято называть антипериодической), то в спектре протекающего по нему тока отсутствуют постоянная составляющая и все четные гармоники: $C_{2n} = \frac{1}{T} \int_0^T dt e^{i2n\omega t} j[E(t)] \equiv 0$, $\omega = 2\pi/T$, $n = 0, 1, 2, \dots$

Тем не менее в работах [1, 2] сообщалось о наблюдении постоянной составляющей на образцах с антисимметричной ВАХ, помещенных в СВЧ поле волновода. Однако там использовались полупроводники с отрицательной дифференциальной проводимостью, приводящей в СВЧ поле к абсолютной отрицательной проводимости по постоянному току. Наблюдаемый эффект, таким образом, был обусловлен немонотонностью ВАХ и наличием инерционной цепи.

В настоящей работе рассматривается другой механизм выпрямления, который может иметь место в полупроводниках с монотонной ВАХ, подключаемых к источнику переменной ЭДС через простую резистивную цепь. Дело в том, что приведенные выше рассуждения о невозможности выпрямления переменного тока однородными полупроводниковыми образцами строго справедливы лишь в случае квазистационарного режима, соответствующего малым частотам внешнего поля. В случае больших частот теряется мгновенная связь между полем и током, и для проверки этого утверждения требуется специальное рассмотрение уравнений динамики, описывающих инерционность тока.

Поясним схематически возможность выпрямления переменного тока, ограничившись случаем рекомбинационной инерционности. В переменном поле $E(t)$ плотность тока определяется выражением $j(t) = \sigma(t) E(t)$, где электропроводность $\sigma(t)$ пропорциональна концентрации свободных носителей $\sigma(t) \sim n(t)$. Будем считать, что последняя удовлетворяет некоторым нелинейным дифференциальным уравнениям рекомбинационной кинетики, коэффициенты которых в силу эффекта разогрева носителей тока зависят от $E^2(t)$:

$$\frac{dn}{dt} = f[E^2(t), n, m_1, m_2, \dots], \quad (1)$$

$$\frac{dm_i}{dt} = f_i[E^2(t), n, m_1, m_2, \dots], \quad i = 1, 2, \dots,$$

где m_i — концентрации носителей на центрах захвата. Ограничимся для простоты объяснения режимом заданного поля (далее будет рассмотрен комбинированный режим). Тогда в случае периодического поля $E(t+T) = E(t)$, обладающего симметрией $E\left(t + \frac{T}{2}\right) = -E(t)$, система (1) будет возмущаться сигналом вдвое меньшего периода $E^2\left(t + \frac{T}{2}\right) = E^2(t)$. Если асимптотическое решение этих уравнений будет иметь период, совпадающий с периодом возмущающего сигнала, т. е. $n\left(t + \frac{T}{2}\right) = n(t)$, то тот же период будет иметь и электропроводность $\sigma\left(t + \frac{T}{2}\right) = \sigma(t)$. При этом ток будет антипериодическим $j\left(t + \frac{T}{2}\right) = \sigma\left(t + \frac{T}{2}\right) \times E\left(t + \frac{T}{2}\right) = -\sigma(t)E(t) = -j(t)$ и его разложение в ряд Фурье не будет содержать четных гармоник. Однако возможна ситуация, когда период асимптотического решения динамических уравнений не совпадает с периодом возмущающего их сигнала. Это возможно, если система (1) описывает некий нелинейный резонанс. При этом могут иметь место различные субгармонические режимы колебаний, которые, как известно, возникают как при параметрическом, так и при прямом внешнем возбуждении нелинейных осцилляторов [3]. Тогда, если реализуется, к примеру, дупериодический режим $n(t+T) = n(t)$, $\sigma(t+T) = \sigma(t)$, ток будет периодическим $j(t+T) = j(t)$, но потеряет симметрию, присущую приложенному полю $j\left(t + \frac{T}{2}\right) \neq -j\left(t + \frac{T}{2}\right)$. Это приведет к появлению постоянной составляющей и четных гармоник. Таким образом, в рассматриваемом случае возможна спонтанная потеря симметрии колебаний, аналогичная той, которая наблюдается в различных неавтономных осцилляторах с симметричным потенциалом [4-6].

2. Проиллюстрируем эффект детектирования переменного тока на примере конкретной модели, описывающей электропроводность фотовозбужденного n -Ge(Ni) [7-9]. Инерционность проводимости здесь определяется процессами захвата носителей тока на акцепторные уровни никеля и дислокаций. Концентрация носителей в зоне проводимости n и захваченных дислокациями m удовлетворяет следующей системе уравнений [9]:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= G_1 + G_2 - C_1(E)N^-n - C_2(E)(M-m)n, \\ \frac{dm}{dt} &= -G_2 + C_2(E)(M-m)n, \end{aligned} \quad (2)$$

где C_1 и C_2 — коэффициенты захвата электронов заряженными центрами никеля и дислокаций, полевая зависимость которых может быть аппроксимирована следующими формулами:

$$C_1(E) = C_{10}(1 + |E|/E_1), \quad C_2(E) = C_{20}(1 + E^2/E_2^2), \quad (3)$$

N^- и $N^=$ — концентрации однократно и двукратно заряженным атомам никеля, сумма которых равна полной концентрации Ni: $N^- + N^= = N_{Ni}$. Концентрация мелких доноров (Sb) выбирается так ($2N_{Ni} > N_{Sb} > N_{Ni}$), что при азотных температурах в отсутствие фотогенерации электроны полностью вылавливаются акцепторными уровнями Ni, частично их заряжая двукратно. Дополнительное алгебраическое соотношение между концентрациями следует из уравнения электронейтральности $n + N^- + 2N^= + m = N_{Sb}$. При малых уровнях освещения и сравнительно малых концентрациях дислокаций n , $m \ll N_{Sb}$, N_{Ni} . При этом концентрации N^- и $N^=$ в (2) можно считать постоянными, соответственно равными $2N_{Ni} - N_{Sb}$ и $N_{Sb} - N_{Ni}$.

Скорости оптической генерации G_1 и G_2 зависят от типа фотовозбуждения. Для простейшего случая примесного фотовозбуждения с малой предельной частотой квантов, вызывающих переходы электронов лишь из энергетических уровней, соответствующих двукратно заряженным атомам никеля и дислокаций, $G_1 = g_1N^=$, а $G_2 = g_2m$. При более широкополосном примесном фотовозбуждении и даже при междузонном фотовозбуждении внешний вид уравнений (2) сохраняется [8]. Это связано с малым временем жизни дырок и соответственно их

малой концентрацией. При этом изменяются лишь численные значения коэффициентов G_1 и G_2 в системе (2).

Для получения замкнутой системы уравнений к (2) следует присоединить уравнение Кирхгофа

$$E = \frac{\varepsilon(t)}{L + en\mu SR_H}, \quad (4)$$

где μ — подвижность, L — длина, S — поперечное сечение образца, $\varepsilon(t)$ — ЭДС внешнего источника, R_H — сопротивление последовательно включенной нагрузки.

Переходя к безразмерным переменным

$$\begin{aligned} \frac{n}{n_0} \rightarrow n, \quad \frac{m}{m_0} \rightarrow m, \quad \frac{t}{t_0} \rightarrow t, \quad \frac{\varepsilon(t)}{U_0} \rightarrow \varepsilon(t), \quad \frac{E}{E_1} \rightarrow E, \\ n_0 = \frac{G_1}{C_{10}N^-}, \quad m_0 = \frac{C_{20}Mn_0}{g_2 + C_{20}n_0}, \quad t_0 = \frac{1}{C_{10}N^-}. \quad U_0 = LE_1 \end{aligned} \quad (5)$$

и вводя параметры

$$q = \frac{C_{20}(M - m_0)}{C_{10}N^-}, \quad p = \frac{qn_0}{m_0}, \quad d = \frac{M}{m_0}, \quad s = \frac{en_0\mu SR_H}{L}, \quad r = \frac{E_1}{E_2}, \quad (6)$$

получим удобную для анализа систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= 1 - (1 + |E|)n + qD, \\ \frac{dm}{dt} &= -pD, \quad E = \frac{\varepsilon(t)}{1 + sn}, \quad D = m - n \frac{d - m}{d - 1} (1 + r^2E^2). \end{aligned} \quad (7)$$

Плотность протекающего через образец тока, нормированного на величину $en_0\mu$, выражается через произведение $j = nE$, т. е. безразмерная электропроводность $\sigma = n$. В постоянном поле электропроводность, согласно (7), равна $\sigma = n = 1/(1 + |E|)$ и стационарная ВАХ образца $j = E/(1 + |E|)$ является монотонной.

3. Исследуем вначале стационарные решения (7) и их устойчивость в случае постоянной ЭДС $\varepsilon = \text{const}$. Система (7) при фиксированном ε имеет единственную стационарную точку

$$\begin{aligned} n_{st} &= \frac{s - 1 - \varepsilon + \sqrt{(s - 1 - \varepsilon)^2 + 4s}}{2s}, \\ m_{st} &= \frac{d}{d - 1} \frac{n_{st} + \left\{ 1 + \left(\frac{r\varepsilon}{1 + sn_{st}} \right)^2 \right\}}{1 + \frac{n_{st}}{d - 1} \left\{ 1 + \left(\frac{r\varepsilon}{1 + sn_{st}} \right)^2 \right\}} \end{aligned} \quad (8)$$

с показателями Ляпунова

$$\begin{aligned} \lambda_{1,2} &= \frac{R + qP - pF}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{R + qP - pF}{2} \right)^2 + pRF}, \\ R &= -\frac{1}{n_{st}} + \frac{s}{\varepsilon} n_{st} \left(\frac{1}{n_{st}} - 1 \right)^2, \quad F = 1 + \frac{m_{st}}{d - m_{st}}, \\ P &= -\frac{m_{st}}{n_{st}} + \frac{2r^2sn_{st}(d - m_{st})}{\varepsilon(d - 1)} \left(\frac{1}{n_{st}} - 1 \right)^3. \end{aligned} \quad (9)$$

На рис. 1 представлена зависимость показателей Ляпунова от ε при фиксированных значениях параметров $p=0.2$, $d=15$, $s=10$, $r=3$, таких же, как и в работе [9]. В случае обращения показателей в комплексные величины представлены их действительная и мнимая части. Как видно из рисунка, с ростом поля стационарная точка из устойчивого узла ($\text{Re } \lambda_1 < 0$, $\text{Re } \lambda_2 < 0$, $\text{Im } \lambda_{1,2} = 0$) превращается в устойчивый фокус ($\text{Re } \lambda_1 = \text{Re } \lambda_2 < 0$, $|\text{Im } \lambda_1| = |\text{Im } \lambda_2| \neq 0$), а затем при $\varepsilon = \varepsilon_A$ — в неустойчивый фокус ($\text{Re } \lambda_1 = \text{Re } \lambda_2 > 0$, $|\text{Im } \lambda_1| =$

$= |\operatorname{Im} \lambda_2| \neq 0$). В последнем случае в системе в постоянном поле наблюдаются автоколебания.

При достаточно больших значениях постоянного напряжения, соответствующего фокусу, система по меньшей мере к малым возмущениям должна демонстрировать резонансное поведение. Поэтому в переменных полях достаточно большой амплитуды можно ожидать субгармонического отклика проводимости и, следовательно, эффекта выпрямления. Если $\varepsilon(t)$ представляет собой гармонический сигнал, то большую часть периода система будет проводить в малых полях, соответствующих устойчивому узлу, и резонансные свойства системы для такого сигнала будут слабо выражены. Наиболее сильно резонансные свойства будут выражены для антипериодического $\varepsilon(t)$ с плоскими вершинами и

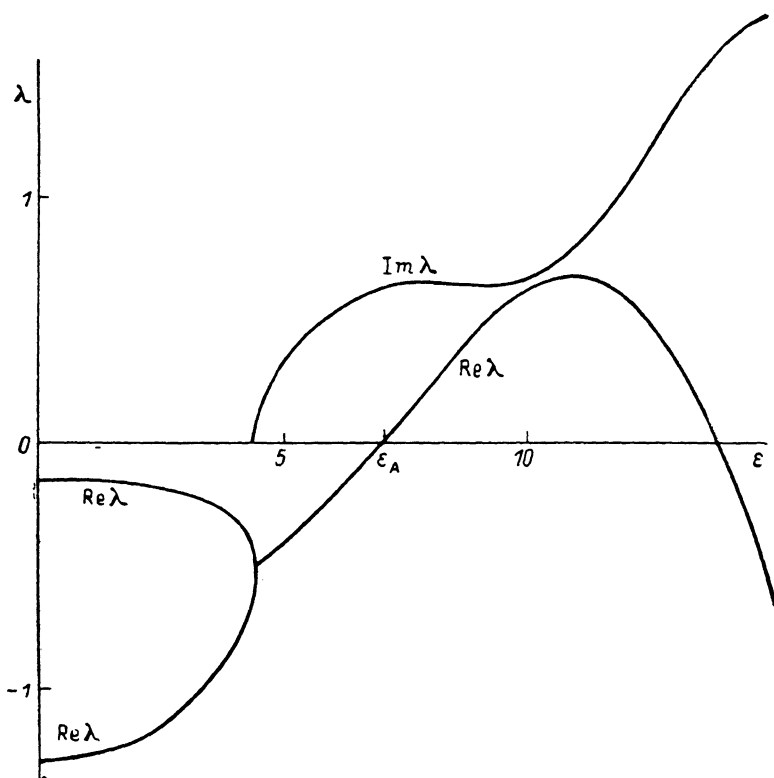


Рис. 1. Зависимость показателей Ляпунова от величины постоянного напряжения.
 $p=0.2, d=15, s=10, r=3.$

коротким фронтом переключения. При этом для получения двупериодического отклика период $\varepsilon(t)$ должен выбираться близким к собственному периоду колебаний системы $T \approx 2\pi / \operatorname{Im} \lambda$. На рис. 2 представлены результаты численного решения системы (7) для сигнала, представляющего собой антипериодический трапецевидный меандр (рис. 2, а) с периодом $T=10.2$, фронтом переключения $\tau=0.1$, амплитудой $\varepsilon_0=7$, соответствующей устойчивому фокусу. Несмотря на то что система (7) возмущается сигналом $|\varepsilon(t)|$ периода $T/2$ (рис. 2, б), асимптотическое решение ее является T -периодическим (рис. 2, в). В итоге ток через образец не является антипериодическим (рис. 2, г) и имеют место выпрямление и генерация четных гармоник. Отметим, что в случае нарушения симметрии антипериодичности тока $j(t+T/2) \neq j(t)$ наряду с решением, представленным на рис. 2, г жирной линией, имеется антисимметричное по отношению к нему решение, показанное пунктиром, с противоположным знаком постоянной составляющей тока. Таким образом, знак детектированного тока зависит от начальных условий.

Для иллюстрации спонтанного нарушения симметрии решений на рис. 3 показана эволюция первых четырех гармоник тока в зависимости от амплитуды

ЭДС ε_0 . На том же рисунке показаны стробоскопические значения концентрации n через полпериода внешнего поля. Видно, что появление постоянной составляющей и второй гармоники является пороговым, причем критическое значение поля соответствует возникновению дуперiodического отклика проводимости.

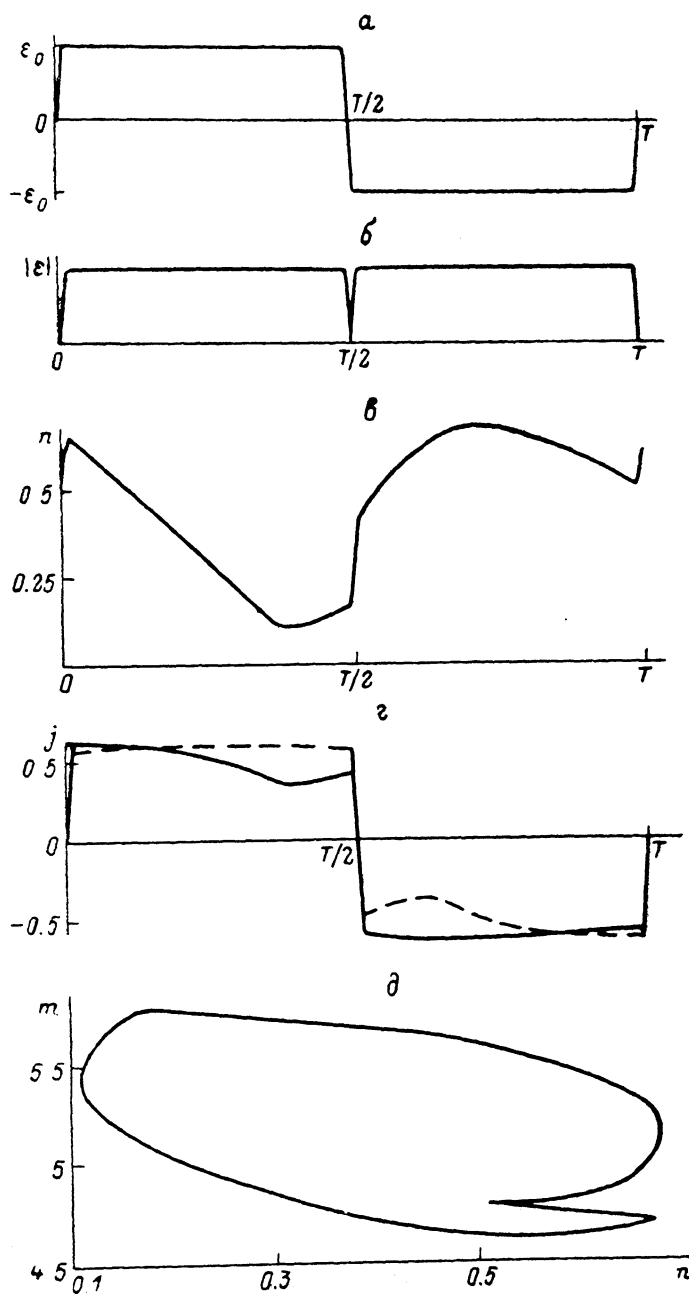


Рис. 2. Результаты численного решения системы уравнений (7).

α — временная зависимость внешней ЭДС, β — ее абсолютное значение, γ — временная зависимость концентрации; δ — плотность тока, θ — фазовый портрет системы. $T=10.2$, $\tau=0.1$, $\varepsilon_0=7$.

мости. При переходе через критическое значение антипериодическое решение теряет устойчивость и возникают два антисимметричных по отношению друг к другу решения, не обладающих свойством антипериодичности.

4. Эксперимент проводился на высокоомных образцах n -Ge(Ni). Соотношение концентраций доноров (Sb) и акцепторов (Ni) $2N_{Ni} > N_{Sb} > N_{Ni} \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$,

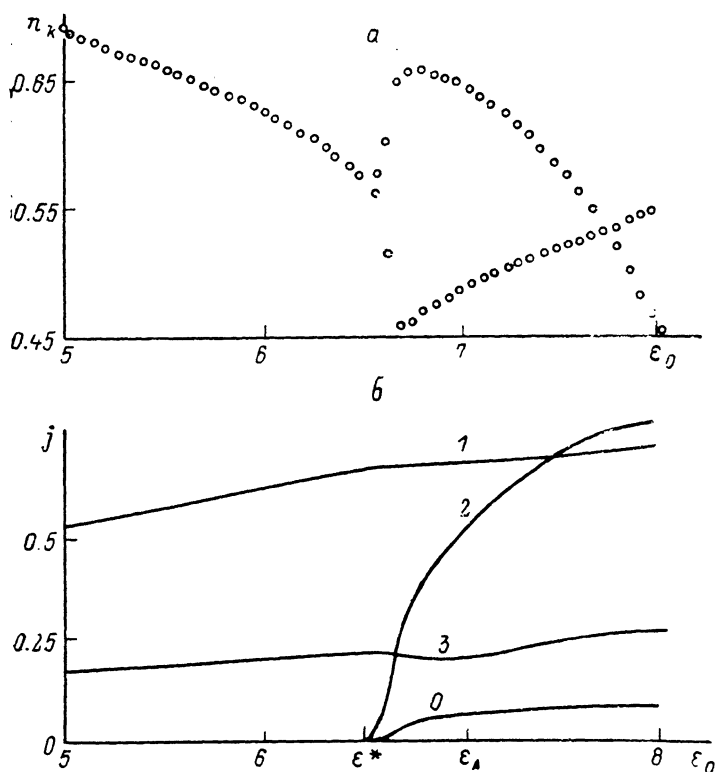


Рис. 3. Зависимость стробоскопических значений концентрации через полпериода внешнего поля (а) и первых четырех гармоник плотности тока (б) от амплитуды внешней ЭДС. Номера на кривых соответствуют номерам гармоник. ϵ^* — пороговая амплитуда зарождения четных гармоник, ϵ_A — критическое значение постоянной ЭДС, при которой возникают автоколебания.

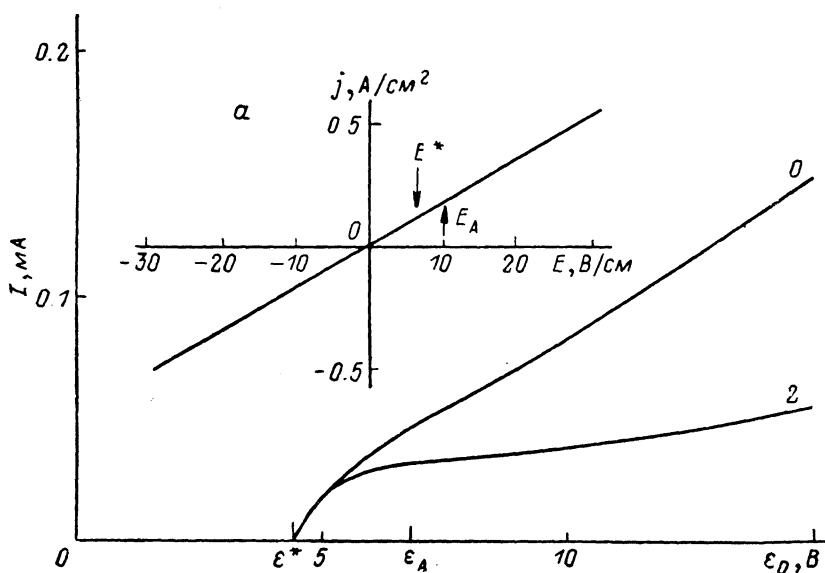


Рис. 4. Экспериментальная зависимость постоянной составляющей и второй гармоники тока от амплитуды внешней ЭДС.

а — ВАХ образца n -Ge(Ni). Поля E^* и E_A соответствуют значениям ЭДС ϵ^* и ϵ_A .

плотность дислокаций $N_D \approx 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2}$. Образцы гантелеобразной формы с размерами суженной части $4 \times 1 \times 1.5 \text{ мм}$ помещались в жидкий азот и освещались лампой накаливания 200 Вт. Эксперимент проводился в условиях как примесного (использовался германиевый фильтр), так и междузонного поглощения. В обоих случаях был обнаружен эффект выпрямления, однако во втором случае из-за большей эффективности освещения эффект был наиболее ярко выражен. Поэтому далее представлены результаты для случая междузонного поглощения. Электрическая схема состояла из последовательно включенных источника меандровых антипериодических сигналов, образца $n\text{-Ge}(\text{Ni})$ и сопротивления нагрузки $R_n = 1 \text{ кОм}$. В эксперименте изменялись частота и амплитуда внешнего источника, а наблюдались постоянная составляющая и спектр протекающего тока.

На рис. 4 представлены ВАХ образца по постоянному полю, а также зависимость постоянной составляющей и второй гармоники протекающего по цепи тока от амплитуды меандровых импульсов при $T = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$, $\tau = 10^{-6} \text{ с}$. Контактная асимметрия тока проверялась путем замены источника меандровых импульсов на источник постоянного напряжения. Изменение абсолютного значения тока при смене полярности напряжения не превышало 0.01 мА. Как видно из рисунка, в малых полях постоянная составляющая и вторая гармоника тока отсутствуют; они возникают критически при превышении некоторого порогового значения амплитуды ϵ^* . Величина ϵ^* меньше критического значения постоянной ЭДС ϵ_A , при которой в системе зарождаются автоколебания, т. е. выпрямление возникает еще до того, как система становится активной. Напряжение ϵ^* соответствует зарождению в системе резонансных свойств. При возмущении системы малыми импульсами в случае постоянной ЭДС $\epsilon = \epsilon^*$ наблюдалась релаксация тока к стационарному значению через затухающие колебания. Таким образом, эксперимент качественно подтверждает изложенные выше теоретические результаты.

В заключение отметим, что эффект выпрямления переменного тока, по всей видимости, возможен и в случае нелинейных резонансов другой природы, например плазменного или циклотронного.

Список литературы

- [1] Банис Т. Я., Паршылюнас Й. В., Пожела Ю. К. // Лит. физ. сб. 1971. Т. 11. № 6. С. 1013—1019.
- [2] Банис Т. Я., Паршылюнас Й. В., Пожела Ю. К. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 10. С. 1990—1992.
- [3] Паркер Т. С., Чжуа Л. О. // ТИИЭР. 1980. Т. 75. В. 8. С. 6—40.
- [4] Novak S., Fröhlich R. G. // Phys. Rev. A. 1982. V. 26. N 6. P. 3660—3663.
- [5] Benza V. G., Koch S. W. // Phys. Rev. A. 1987. V. 35. N 1. P. 174—183.
- [6] Калафати Ю. Д., Малахов Б. А. // Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 37. В. 10. С. 486—489.
- [7] Бумялене С. Б., Пожела Ю. К., Тамашевичюс А. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 7. С. 1327—1329.
- [8] Бумялене С. Б., Пирагас К. А., Пожела Ю. К., Тамашевичюс А. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 7. С. 1190—1194.
- [9] Bumeliene S. B., Pozhela Yu. K., Pyragas K. A., Tamaševičius A. V. // Mater. 18 Int. Conf. Phys. Semicond. Stockholm, 1987. P. 1564—1566.

Институт физики полупроводников
АН ЛитССР
Вильнюс

Получена 16.12.1988
Принята к печати 17.04.1989