Кривые напряженности поля в обоих случаях имеют симметричный характер. Однако, как видно из рис. 1, распределение поля в импульсном режиме отличается от статического. Такого рода явления наблюдались нами для германиевых и для кремниевых образцов. Изменяя задержку строб-импульса, можно проследить изменение картины распределения поля со временем. В первые моменты после подачи импульса на образец распределение поля сильно отличается от статического. С течением времени оно приближается к статическому, причем время установления может быть весьма разнообразным. Нами наблюдались процессы установления, длящиеся всего несколько десятков наносекунд, но в отдельных случаях время это было и во много раз больше.

Эти эффекты объясняются релаксационными процессами на поверхности, связанными с быстрыми и медленными поверхностными состояниями. Такие явления могут иметь важное значение для работы полупроводниковых приборов.

Нами измерялось также распределение поля и потенциала при подаче импульсного напряжения на диод в прямом направлении [3] (рис. 2). Измерение производилось в эмиссионном микроскопе без диафрагмы, и расчет поля производился с использованием соответствующей теории [6]. Из рисунка видно, что кривая напряженности поля плавно нарастает и достигает максимума в центре базы диода. Подобное распределение поля обусловлено распределением примесей в базе диода.

Производить подобные измерения в импульсном режиме, по-видимому, невозможно другими способами. Действительно, обычно применяемые для измерений на p—n-переходах методы [7], в том числе метод зондовых и емкостных измерений, обладают значительно большей инерционностью и применяются в основном для статических измерений.

Авторы выражают благодарность проф. Г. В. Спиваку за обсуждение результатов работы, а также М. Н. Переднему, принимавшему участие в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Н. Н., Спивак Г. В., Иванов Р. Д. «Изв. АН СССР», сер. физич., **26**, 1332, 1962.
2. Rehme H. Proc. IV. Eur. Reg. Conf. El. Micr., т. I, Rome, 1968, p. 121.
3. Спивак Г. В., Дюков В. Г., Седов Н. Н., Невзоров А. Н. «Изв. АН СССР», сер. физич., **30**, 742—749, 1966.
4. Седов Н. Н. «Изв. АН СССР», сер. физич., **32**, 1175, 1968.
5. Седов Н. Н., Спивак Г. В., Дюков В. Г., Невзоров А. Н. «Изв. АН СССР», сер. физич., **32**, 978, 1968.
6. Седов Н. Н., Спивак Г. В., Дюков В. Г., Гвоздовер Р. С. «Изв. АН СССР, сер. физич., **32**, 1140, 1968.
7. Красик Б. А., Грибов А. И. Полупроводники германий и кремний. М., Металлургиздат, 1961.

Поступила в редакцию
20.6 1969 г.

Кафедра
электроники

УДК 541.11

В. К. СЕМЕНЧЕНКО, В. В. ГАЛЬЦЕВ

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ И МАГНИТНЫМИ ДИПОЛЯМИ

Еще в 1916 г. С. А. Богуславский высказал предположение [1] о возможности существования веществ, молекулы которых имеют одновременно электрические и магнитные диполи.

В связи с созданием в последнее время нового класса веществ, сегнетомагнетиков [2], сочетающих в себе в некоторых температурных интервалах электрическую и магнитную структуры, связанные между собой, выясним статистический смысл диэлектрической, магнитной и магнитно-электрической проницаемостей, а также определим влияние магнитного поля на диэлектрическую проницаемость и электрического поля на магнитную проницаемость в случае идеального дипольного газа, являющегося в нулевом приближении (т. е. без учета внутренних полей) аналогом сегнетомагнетиков выше точки или точек Кюри.

Мы рассмотрим следующую модель: молекулы двуатомного идеального газа имеют диполи постоянных электрических μ_e и магнитных μ_m моментов, на которые действуют внешние статические электрическое $\vec{E}$ и магнитное $\vec{H}$ поля, параллельные между собой.

Дифференциал внутренней энергии однокомпонентной однофазной системы, находящейся в однородных полях $\vec{E}$ и $\vec{H}$, равен:

$$dU = TdS - pdV + EVdD/4\pi + HVdB/4\pi. \tag{1}$$

Выберем в качестве термодинамического потенциала функцию Φ, зависящую от T, V, E, H:

$$\Phi = U - TS - EVD/4\pi - HVB/4\pi, \tag{2}$$

дифференциал которой равен:

$$d\Phi = -SdT - pdV - DVdE/4\pi - BVdH/4\pi, \tag{3}$$

откуда находим

$$-(\partial\Phi/\partial E)_{T,V,H} = DV/4\pi; \qquad -(\partial\Phi/\partial H_{T,V,E} = BV/4\pi, \tag{4}$$

$$-4\pi(\partial^2\Phi/\partial E^2)_{T,V,H}/V = (\partial D/\partial E)_{T,V,H} = \varkappa^{T,V,H},$$

$$-4\pi(\partial^2\Phi/\partial H^2)_{T,V,E}/V = (\partial B/\partial H)_{T,V,E} = \mu^{T,V,E}, \tag{5}$$

$$-4\pi(\partial^2\Phi/\partial E dH)_{T,V}/V = (\partial D/\partial H)_{T,V,E} = (\partial B/\partial E)_{T,V,H} = \chi^{T,V}.$$

Энергия системы складывается из суммы кинетических энергий молекул газа

$$U_c = (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)/2m + (p_\vartheta^2 + p_\varphi^2/\sin^2\vartheta)/2J, \tag{6}$$

где m — масса обоих атомов молекулы, J — момент инерции молекулы и энергий взаимодействия электрических диполей с электрическим полем и магнитных диполей с магнитным полем:

$$U_{\mu_e E} = -\mu_e \cdot E \cdot \cos\vartheta_1, \qquad U_{\mu_m H} = -\mu_m \cdot H \cdot \cos\vartheta_2. \tag{7}$$

Показатель вероятности в каноническом распределении Гиббса равен (по (2)):

$$-S = \frac{\Phi - U + EVD/4\pi + HVB/4\pi}{kT} = \frac{\Phi - U_c - U_{\mu_e E} - U_{\mu_m H} + (E^2 + H^2)V/8\pi}{kT} \tag{8}$$

с учетом энергий двух полей, заключенных в объеме V.

Поэтому для статистического аналога термодинамического потенциала Φ в простейшем случае, когда моменты μ_e и μ_m параллельны между собой, имеем:

$$\Phi = -kT \cdot \ln \int \ldots \int e^{-\frac{1}{kT}\left[\frac{\sum_i p_i^2}{2m} + \frac{p_\vartheta^2 + p_\varphi^2/\sin^2\vartheta}{2J} - (\mu_e E + \mu_m H)\cos\vartheta - (E^2+H^2)V/8\pi\right]} dpdq; \tag{9}$$

здесь $dp = \prod dp_i$, $dq = \prod_i dq_i$, ϑ — угол между осью диполя и направлением внешних полей $\vec{E}$ и $\vec{H}$.

Многократный интеграл в (9) равен произведению десятикратных интегралов, относящихся к отдельным молекулам; вычисляя его, получим

$$\Phi = -(E^2 + H^2)V/8\pi - kTN\ln V - \frac{5}{2}kTN\ln T - kTN\ln\operatorname{sh} A -$$

$$-kTN\ln[2^{9/2}\pi^{7/2}k^{5/2}m^{3/2}J] + kTN\ln A, \tag{10}$$

где N — число молекул в объеме V,

$$A = (\mu_e E + \mu_m H)/kT. \tag{11}$$

Дифференцируя Φ по E и H, найдем

$$D = E + \frac{4\pi N\mu_e}{V} L(A), \tag{12}$$

$$B = H + \frac{4\pi N\mu_m}{V} L(A), \tag{13}$$

$$L(A) = \coth A - 1/A. \tag{14}$$

Для вторых частных производных функции Ф будем иметь

$$\varkappa^{T,V,H} = \left(\frac{\partial D}{\partial E}\right)_{T,V,H} = 1 + \frac{4\pi N\mu_e^2}{kTV}\left(\frac{1}{A^2} - \operatorname{csch}^2 A\right), \tag{15}$$

$$\mu^{T,V,E} = \left(\frac{\partial B}{\partial H}\right)_{T,V,E} = 1 + \frac{4\pi N\mu_m^2}{kTV}\left(\frac{1}{A^2} - \operatorname{csch}^2 A\right), \tag{16}$$

$$\chi^{T,V} = \left(\frac{\partial D}{\partial H}\right)_{T,V,E} = \left(\frac{\partial B}{\partial E}\right)_{T,V,H} = \frac{4\pi N\mu_e\mu_m}{kTV}\left(\frac{1}{A^2} - \operatorname{csch}^2 A\right). \tag{17}$$

При $\mu_e E + \mu_m H \ll kT$, т. е. $A \ll 1$, разлагая в (15) и (16) гиперболический косеканс в ряд, получим с точностью до членов второго порядка:

$$\varkappa^{T,V,H} - 1 = \frac{4\pi N\mu_e^2}{3kTV}\left[1 - \frac{1}{5}\left(\frac{\mu_e E + \mu_m H}{kT}\right)^2\right], \tag{18}$$

$$\mu^{T,V,E} - 1 = \frac{4\pi N\mu_m^2}{3kTV}\left[1 - \frac{1}{5}\left(\frac{\mu_e E + \mu_m H}{kT}\right)^2\right], \tag{19}$$

$$\chi^{T,V} = \frac{4\pi N\mu_e\mu_m}{3kTV}\left[1 - \frac{1}{5}\left(\frac{\mu_e E + \mu_m H}{kT}\right)^2\right]. \tag{20}$$

Найдем значения $\varkappa$, μ и χ из уравнений

$$D = \varkappa E + \chi H, \qquad B = \mu H + \chi E, \tag{21}$$

разлагая в (12) и (13) гиперболический котангенс в ряд с точностью до членов второго порядка:

$$\left.\begin{aligned} D &= \left[1 + \frac{4\pi N\mu_e^2}{3kTV}\left(1 - \frac{A^2}{15}\right)\right] E - \frac{4\pi N\mu_e\mu_m}{3kTV}\left(1 - \frac{A^2}{15}\right) H, \\ B &= \left[1 + \frac{4\pi N\mu_m^2}{3kTV}\left(1 - \frac{A^2}{15}\right)\right] H - \frac{4\pi N\mu_e\mu_m}{3kTV}\left(1 - \frac{A^2}{15}\right) E. \end{aligned}\right\} \tag{21'}$$

Сравнивая (21′) с (21), получим:

$$\varkappa - 1 = \frac{4\pi N\mu_e^2}{3kTV}\left[1 - \frac{1}{15}\left(\frac{\mu_e E + \mu_m H}{kT}\right)^2\right], \tag{22}$$

$$\mu - 1 = \frac{4\pi N\mu_m^2}{3kTV}\left[1 - \frac{1}{15}\left(\frac{\mu_e E + \mu_m H}{kT}\right)^2\right], \tag{23}$$

$$\chi = \frac{4\pi N\mu_e\mu_m}{3kTV}\left[1 - \frac{1}{15}\left(\frac{\mu_e E + \mu_m H}{kT}\right)^2\right]. \tag{24}$$

Из сравнения (18)—(20) с (22)—(24) видно, что в первом приближении значения $\varkappa$, μ и χ, определенные как константы пропорциональности в линейных уравнениях (21) и термодинамически (5), тождественны, что отмечалось уже одним из нас [3] для случая дипольных диэлектриков и парамагнетиков. Поэтому, хотя с термодинамической точки зрения проницаемости, полученные из D и B, неверны, в первом приближении они совпадают со вторыми производными потенциала Ф.

Физически представляют интерес величины, оценивающие влияние полей на $\varkappa$ и μ. Дифференцируя $\varkappa$ по H и μ по E, найдем зависимость их от внешних полей

$$(\partial\varkappa/\partial H)_{T,V,E} = 8\pi N\mu_e^2\mu_m\,(\operatorname{csch}^2 A \coth A - 1/A^3)/k^2T^2V, \tag{25}$$

$$(\partial\mu/\partial E)_{T,V,H} = 8\pi N\mu_e\mu_m^2 (\mathrm{csch}^2 A \coth A - 1/A^3)/k^2T^2V. \qquad (26)$$

Раскладывая в (25), (26) гиперболические функции в ряды, получим

$$(\partial\varkappa/\partial H)_{T,V,E} = -24\pi N\mu_e^2\mu_m A/45k^2T^2V, \qquad (27)$$

$$(\partial\mu/\partial E)_{T,V,H} = -24\pi N\mu_e\mu_m^2 A/45k^2T^2V. \qquad (28)$$

Эти величины весьма схожи, но не тождественны, так как первая из них пропорциональна $\mu^2{}_e$, а вторая — μ_m.

Из найденных выражений для проницаемостей и их производных можно определить связь между ними:

$$\varkappa - 1 = \chi\mu_e/\mu_m; \quad (\varkappa - 1)(\mu - 1) = \chi^2,$$

$$\mu - 1 = \chi\mu_m/\mu_e; \quad (\varkappa - 1)/(\mu - 1) = \mu_e^2/\mu_m^2,$$

$$(\partial\varkappa/\partial H)_{T,V,E} = -6\chi A\mu_e/15kT = -6(\varkappa - 1)\mu_m A/15kT, \qquad (29)$$

$$(\partial\mu/\partial E)_{T,V,H} = -6\chi A\mu_m/15kT = -6(\mu - 1)\mu_e A/15kT,$$

$$(\partial\varkappa/\partial H)_{T,V,E}/(\partial\mu/\partial E)_{T,V,H} = \mu_m(\varkappa - 1)/\mu_e(\mu - 1) = \mu_e/\mu_m.$$

Мы полагаем, что полученные результаты являются интересными не только сами по себе, но и представляют собой первый шаг в создании статистической теории сегнетомагнетиков, позволяя ясно представить физический смысл экспериментально определяемых величин $\varkappa$, μ и χ, а также роль обоих полей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Богуславский С. А. «Научные известия», № 3. Госиздат, М., 1922.
2. Сб. «Сегнетоэлектрики». Изд-во Ростовского гос. ун-та, 1968.
3. Семенченко В. К. «Журн. физ. химии», 38, 2080, 1964.

Поступила в редакцию
31.10 1969 г.

Кафедра
физики кристаллов

УДК 539.12.01

А. А. БРАНДТ, И. И. РЕЗНИКОВ, С. В. БОВИН, Ю. В. ТИХОМИРОВ

ПЛАЗМЕННЫЙ УМНОЖИТЕЛЬ СВЧ ДИАПАЗОНА С ПОСТОРОННИМ ПОДЖИГОМ

В данном сообщении приводятся результаты исследования плазменного умножителя частоты, в котором в качестве нелинейного элемента используется плазма, создаваемая за счет источника постоянного тока (посторонний поджиг), в отличие от описанных ранее умножителей [1—4] с независимым поджигом.

При использовании постороннего поджига значительно уменьшаются потери высокочастотной мощности на поддержание разряда, что ведет к увеличению эффективности умножения и позволяет производить умножение малых мощностей (до 10^{-2} *вт*), не способных самостоятельно поддерживать разряд в умножительном элементе.

Механизм умножения описан ранее [1—4] и заключается в наведении ангармонического тока электронами, движущимися в неоднородном высокочастотном электрическом поле коаксиала.

Конструктивно умножительный элемент (рис. 1) выполнен в виде отрезка коаксиальной линии, центральный проводник которой (диаметром 1 *мм*) проходит внутри стеклянной трубки, длиной, равной половине длины волны гармоники, являясь одновременно анодом источника постороннего поджига. Катод, как видно из рис. 1 размещен вне электрического поля коаксиала. Плазменный элемент устанавливается в высокочастотном тракте генератора, работающего на частоте 1360 *Мгц* так, чтобы он находился в пучности стоячей волны входной мощности и обеспечивал режим