

06

Эффект Холла, обусловленный волнами пространственного заряда

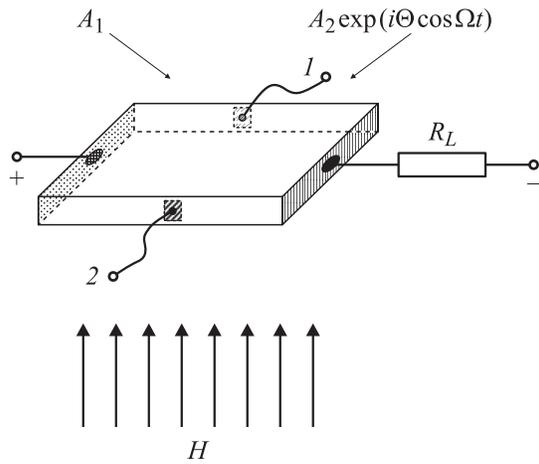
© В.В. Брыксин, М.П. Петров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: mpetr.shuv@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 14 декабря 2004 г.

Предложен механизм возникновения эффекта Холла за счет выпрямления волн пространственного заряда в полуизолирующих полупроводниках.

Если полуизолирующий полупроводник, содержащий достаточно большое количество ловушечных центров, помещен во внешнее электрическое поле, то в нем могут быть возбуждены волны перезарядки ловушек (волны пространственного заряда) [1,2]. Эти волны представляют собой низкочастотные колебания зарядовой плотности с характерными для исследованных материалов пространственными периодами порядка $5-50\mu$ и частотами $10-1000$ Hz. При возбуждении волн пространственного заряда могут возникать эффекты их выпрямления (пространственное и полное выпрямление) [3-5], приводящие к возникновению переменного тока на частоте волны пространственного заряда и к изменению постоянного тока, протекающего через образец. Можно ожидать, что если образец, в котором соответствующим образом возбуждены волны пространственного заряда и реализуются эффекты их выпрямления, поместить в магнитное поле, то должен возникнуть, во-первых, холловский ток на соответствующей частоте и, во-вторых, должно возникнуть изменение величины традиционного холловского тока на нулевой частоте. Заметим, что детектирование эффекта Холла на переменном токе в отсутствие приложенного переменного напряжения было успешно продемонстрировано в [6]. Однако в [6] к образцу не прикладывалось не только переменное, но также и постоянное напряжение, а поэтому эффект возникал за счет вынужденных релаксационных колебаний зарядовой плотности, а не за счет выпрямления волны пространственного заряда, и соответственно эффект был в $10-1000$ раз меньше, чем предсказываемый ниже в настоящей статье. На рисунке представлены схема оптического возбу-



Схематическое изображение кристалла, к которому приложено напряжение через сопротивление R_L в цепи питания и на который воздействует внешнее магнитное поле H . 1 и 2 означают холловские контакты в разомкнутом режиме. A_1 и A_2 — амплитуды лазерных лучей, обеспечивающие возбуждение волн пространственного заряда.

ждения волн пространственного заряда и регистрация эффекта Холла. Образец освещается двумя когерентными лучами, один из которых промодулирован по фазе с частотой Ω и амплитудой Θ . Падающие лучи формируют интерференционную картину, которая колеблется с частотой Ω относительно своего среднего положения. При малой амплитуде фазовой модуляции Θ интерференционную картину можно представить в виде

$$W(x, t) = W_0 [1 + m \cos(Kx + \Theta \cos \Omega t)] \\ \cong W_0 (1 + m \cos Kx) - \frac{W_0 m \Theta}{2} [\sin(Kx - \Omega t) + \sin(Kx + \Omega t)]. \quad (1)$$

Здесь m — контраст интерференционной картины, W_0 — средняя интенсивность падающего света, $K = 2\pi/\Lambda$, Λ — период интерференционной картины. Поскольку исследуемые кристаллы являются фотопроводниками, то под действием света в образце формируются стоячая решетка пространственного заряда (за счет слагаемого $W_0 m \cos Kx$)

и две бегущих в противоположные стороны решетки заряда за счет последних двух слагаемых в (1).

Если направление и скорость движения, а также период одной из бегущих решеток заряда совпадают соответственно с направлением, скоростью движения и периодом одной из собственных мод волн пространственного заряда, то происходит резонансное возбуждение такой волны. В результате взаимодействия волны пространственного заряда со статической решеткой заряда происходит пространственное выпрямление, т.е. возникает переменный ток, плотность которого описывается следующим выражением [5]:

$$I_1(t) = I_1(\Omega) \cos \Omega t, \quad (2)$$

где

$$I_1(\Omega) = \frac{\sigma E_0 m^2 \Theta \Omega \tau_M d}{2(1+q)} \frac{1}{\sqrt{[(1 - \Omega \tau_M d)^2 + \Omega^2 \tau_M^2] [(1 + \Omega \tau_M d)^2 + \Omega^2 \tau_M^2]}}. \quad (3)$$

Здесь σ — удельная проводимость образца при однородном освещении, τ_M — максвелловское время релаксации. Параметр q учитывает два фактора, снижающих поле внутри кристалла. Первый из них обусловлен возможным падением напряжения на неомических контактах, а второй — это снижение напряжения за счет нагрузочного сопротивления в цепи. Определим этот параметр через расчетное поле $E_0 = U/L$ и реальное внутреннее поле E_{int} , так что $1 + q = E_0/E_{int}$, где U — напряжение источника питания и L — расстояние между электродами, к которым прикладывается напряжение. Другое (но равнозначное) определение $q = R_{ef}/R_{cr}$, где R_{ef} — эффективное сопротивление, включающее сопротивление нагрузки R_L и сопротивление контактов, R_{cr} — сопротивление кристалла (вдоль приложенного поля). Далее $d = \mu \tau K E_{int}$, μ — подвижность носителей, τ — время жизни носителей. В выражении (2) не приведен для краткости фазовый сдвиг между фазовой модуляцией и переменным сигналом $I_1(t)$. В результате взаимодействия двух бегущих волн пространственного заряда происходит их полное выпрямление, в результате чего плотность протекающего через образец постоянного тока изменяется на величину [4]

$$\Delta I_0(\Omega) = \frac{\sigma E_0 m^2 \Theta^2}{8(1+q)^2} \left[2 - \frac{1}{(1 - \Omega \tau_M d)^2 + \Omega^2 \tau_M^2} - \frac{1}{(1 + \Omega \tau_M d)^2 + \Omega^2 \tau_M^2} \right]. \quad (4)$$

При наличии магнитного поля H возникает электродвижущая сила Холла, пропорциональная току, протекающему через образец. Эффект Холла описывается уравнениями для величин E_H и n_H , которые представляют собой линейные по H поправки к внутреннему электрическому полю и концентрации электронов n (см., например, (5)–(7) в [4]):

$$n_H(x, y, t) = \frac{\tau \varepsilon}{4\pi e} \frac{\partial \Delta \varphi(x, y, t)}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \left(j_H - \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial \nabla \varphi}{\partial t} \right) = 0. \quad (5)$$

Здесь ε — диэлектрическая проницаемость образца, φ — потенциал наведенного магнитным полем внутреннего электрического поля, а

$$E_H = -\nabla \varphi, \quad j_{xH} = e\mu \left(n_H E_x - n \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right), \quad j_{yH} = e\mu_{yx} n E_x - e\mu n \frac{\partial \varphi}{\partial y}. \quad (6)$$

В приближении $\varphi = U^{(H)} y/h$ (где $U^{(H)}$ — напряжение, а h — расстояние между холловскими контактами) окончательное выражение для плотности холловского тока в комплексном виде

$$j^{(H)}(\Omega) = \frac{H\mu}{c} \frac{1 - i\Omega\tau_M q}{1 + q_H(1 + i\Omega\tau_M)} I(\Omega), \quad (7)$$

где $q_H = R_{LH}/R_{CH}$, R_{LH} — нагрузочное сопротивление в холловской цепи (на рис. 1 не показано), $R_{CH} = h/\sigma S$ — сопротивление кристалла между холловскими контактами, S — площадь холловских контактов, c — скорость света, $I(\Omega) = I_{1C}(\Omega) + \Delta I_0(\Omega)$, а $I_{1C}(\Omega)$ есть комплексная (а не реальная, как в формуле (3)) амплитуда переменного тока в цепи питания. $I_{1C}(\Omega)$ описывается формулой (29) в [7]. В низкочастотном пределе ($\Omega\tau_M \ll 1$) реальная плотность тока в холловской цепи

$$I^{(H)}(\Omega, t) = \frac{H\mu}{c} \frac{1}{1 + q_H} [I_1(t) + \Delta I_0(\Omega)]. \quad (8)$$

В режиме короткого замыкания в холловской цепи $q_H = 0$. При измерении в режиме разомкнутых холловских контактов ($q_H \rightarrow \infty$) реальное изменение напряжения на холловских контактах $\Delta U^{(H)}(\Omega, t)$ имеет вид

$$\Delta U^{(H)}(\Omega, t) = \frac{H\mu h}{c\sigma} [I_1(t) + \Delta I_0(\Omega)]. \quad (9)$$

Приведенные результаты не учитывают неоднородного распределения внутреннего электрического поля в кристалле вдоль оси x . Неоднородность электрического поля делает задачу об эффекте Холла существенно двухмерной, что может привести к появлению в системе вихревых токов при наличии магнитного поля. Однако предварительный анализ показывает, что учет подобных явлений незначительно влияет на рассмотренные эффекты.

Настоящая работа выполнена в рамках гранта РФФИ 05–02–16494.

Список литературы

- [1] Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А., Фукс Б.И. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 3. С. 572–575; 1973. Т. 7. В. 1. С. 149–158; 1973. Т. 7. В. 4. С. 688–699.
- [2] Petrov M.P., Bryksin V.V., Petrov V.M. et al. // Phys. Rev. A. 1999. V. 60. P. 2413–2419.
- [3] Petrov M.P., Bryksin V.V., Vogt H. et al. // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. P. 085107-1–085107-10.
- [4] Брыксин В.В., Петров М.П. // ФТТ. 2002. Т. 44. В. 10. С. 1785–1794.
- [5] Petrov M.P., Bryksin V.V., Ruter C.E. H. et al. // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. P. 241201(R)-1–241201(R)-4.
- [6] Sochava S.L., Stepanov S.I. // J. Appl. Phys. 1994. V. 75. P. 2941–2944.
- [7] Брыксин В.В., Кляйнерт П., Петров М.П. // ФТТ. 2003. Т. 45. В. 11. С. 1946–1953.