



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. А. Гусак, О возможности управления проводимостью анизотропных полупроводников с помощью неоднородного электрического поля, *Письма в ЖТФ*, 1984, том 10, выпуск 20, 1266–1269

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.80

6 февраля 2025 г., 23:15:56



- [4] B r e s h e a r s W.D., B l a i r L.S. Vibrational relaxation in polyatomic molecules: SF_6 . The Journal of Chemical Physics v. 599, pp. 5824-5827, 2973.
- [5] А л и м п и е в С.С. Спектральные характеристики возбуждения и диссоциации многоатомных молекул в ИК-лазерном поле. Изв. АН СССР, сер. физ. т. 45, № 6, стр. 1070-1077, 1981 г.
- [6] В е л и х о в Е.П., Л е т о х о в В.С., М а к а р о в А.А., Р я б о в Е.А. Разделение изотопов методом многофотонной диссоциации молекул излучением мощного CO_2 -лазера. 1. Пути практической реализации процесса. Квантовая электроника, 6, № 2, с. 317-326, 1979 г.

Поступило в Редакцию
30 марта 1984 г.
В окончательной редакции
19 июня 1984 г.

Письма в ЖТФ, том 10, вып. 20 26 октября 1984 г.

О ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ ПРОВОДИМОСТЬЮ АНИЗОТРОПНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ПОМОЩЬЮ НЕОДНОРОДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Н.А. Г у с а к

Известно, что проводимость полупроводников уменьшается с понижением температуры и осуществляется в чистых материалах равными количествами электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Изменение типа проводимости достигается введением в кристалл в процессе его выращивания примесных атомов. При заданной температуре проводимость любого конкретного образца остается неизменной вплоть до высоких полей, для которых концентрация и подвижность носителей сохраняют свои прежние значения.

Существует, однако, возможность и при соблюдении указанных условий влиять на величину и тип проводимости анизотропных полупроводников. В данной заметке показано, что функции примесных атомов, отдающих свои электроны в зону проводимости либо захватывающих электроны из валентной зоны, может выполнять неоднородное электрическое поле в кристалле. При исследовании квадрупольных дефлекторов света было установлено [1, 2], что в них может появляться объемный заряд. Этот заряд не связан с наличием каких-либо дефектов кристалла, а обусловлен непропорциональностью тензоров проводимости σ и диэлектрической проницаемости ϵ .

Рассмотрим стационарное протекание тока через однородный полупроводник. Данный процесс описывается уравнением $\text{div } \vec{j} = 0$, где плотность тока \vec{j} связана с напряженностью электрического поля $\vec{E} = -\nabla\varphi$ соотношением $\vec{j} = \sigma \vec{E}$. Из бесконечного множества решений этого уравнения выделим решение с квадратичной зависи-

мостью потенциала от координат. Для плоского поля в системе главных осей тензора σ запишем его в виде

$$\varphi = \frac{\varphi_0}{2R^2} \left(z^2 - \frac{\sigma_z}{\sigma_x} x^2 + \frac{\sigma_z - \sigma_x}{\sigma_z + \sigma_x} R^2 \right), \quad (1)$$

где σ_x, σ_z - компоненты тензора σ вдоль главных осей x и z , $R = \sqrt{(\sigma_x + \sigma_z)/2\sigma_x} \cdot R_0$. Распределение потенциала (1) можно реализовать с помощью четырех цилиндрических электродов, направляющие которых описываются уравнениями $z^2 - \frac{\sigma_z}{\sigma_x} x^2 + \frac{\sigma_z - \sigma_x}{\sigma_z + \sigma_x} R^2 = \pm R^2$.

Отсюда видно, что вершины электродов, находящихся под напряжением φ_0 , размещены на одинаковом расстоянии R_0 от центра.

Распределение потенциала (1) обладает замечательной особенностью. Оказывается, оно обуславливает присутствие в кристалле объемного заряда, плотность которого не зависит от координат. Это непосредственно видно из уравнения Максвелла $\text{div } \vec{D} = \rho$, где электрическая индукция $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$, ϵ_0 - электрическая постоянная. Подстановка сюда потенциала (1) в случае совпадения главных осей тензоров ϵ и σ дает следующее выражение для плотности объемного заряда:

$$\rho = \frac{\varphi_0 \epsilon_0 \epsilon_x}{R^2} \left(\frac{\sigma_z}{\sigma_x} - \frac{\epsilon_z}{\epsilon_x} \right). \quad (2)$$

Это выражение обращается в нуль только для кристаллов с пропорциональными тензорами ϵ и σ . В остальных случаях оно отлично от нуля. Для конкретного полупроводника, определяющего величину и знак множителя в скобках выражения (2), знак объемного заряда зависит от знака разности потенциалов φ_0 . Численные оценки показывают, что заряд (2) не мал. Так, например, для кристалла сульфида кадмия, у которого $\epsilon_z = 10.38$, $\epsilon_x = 9.35$ [3], а $\sigma_x/\sigma_z = 1.82$ [4] при $R_0 = 0.2$ см и $\varphi_0 = 10^3$ В находим $\rho \approx 2 \cdot 10^{-8}$ Кл см $^{-3}$. Следовательно, реально получение концентрации носителей тока $n_{\text{нав}}$, наведенных неоднородным полем, $\sim 10^{11}$ см $^{-3}$. Существуют кристаллы с большими значениями ϵ , поэтому $n_{\text{нав}}$ может быть значительно выше этой величины.

Из выражения (2) видно, что наведенный заряд не зависит от величины проводимости кристалла. От величины σ зависит только время установления заряда после подключения электродов к источнику напряжения. Следует иметь в виду, что процесс зарядки кристалла является, вообще говоря, нелинейным, поскольку конечное значение проводимости может отличаться от начального. Поле в таком кристалле изменяется по негармоническому закону при синусоидальном напряжении на электродах [5].

В полупроводнике при наличии в нем поля (1) могут наблюдаться новые эффекты. Пусть $\varphi_0 > 0$ соответствует положительный, а $\varphi_0 < 0$ - отрицательный наведенный заряд. Рассмотрим вначале

чистый полупроводник. Положим для простоты, что эффективные массы электронов и дырок одинаковы. Тогда при $\varphi_0 > 0$ уровень Ферми сместится вниз от центра запрещенной зоны в направлении к валентной зоне. Величина этого смещения для фиксированного значения φ_0 одинакова во всем объеме кристалла, поскольку заряд (2) не зависит от координат (мы отвлекаемся здесь от контактных явлений на границах электродов с кристаллом). Полная концентрация носителей будет монотонно увеличиваться с ростом напряжения, причем концентрация носителей будет монотонно увеличиваться с ростом напряжения, причем концентрация дырок в валентной зоне будет возрастать, а электронов в зоне проводимости — уменьшаться. С понижением температуры кристалла $n_{\text{нав}}$ может стать значительно больше концентрации собственных носителей $n_{\text{соб}}$. При $T = 0\text{K}$ полупроводник не превратится в изолятор, а будет обладать некоторым конечным сопротивлением. Уровень Ферми расположится ниже потолка валентной зоны, и кристалл будет вести себя как проводник, причем его проводимость — дырочная. При $\varphi_0 < 0$ уровень Ферми сместится вверх. С понижением температуры он перейдет в зону проводимости, обуславливая проводимость n -типа. В области высоких температур $n_{\text{нав}} \ll n_{\text{соб}}$ в поведении кристалла является обычным. Следовательно, сопротивление анизотропного полупроводника в поле (1) должно иметь максимум при некоторой температуре. С увеличением напряжения максимум смещается в область больших T .

Рассмотрим теперь примесный полупроводник n -типа. Его поведение при $\varphi_0 < 0$ аналогично поведению чистого полупроводника. В области низких температур с понижением температуры концентрации электронов в зоне проводимости не уменьшается и кристалл ведет себя как проводник. Однако при $\varphi_0 > 0$ возникает новая ситуация. Уровень Ферми смещается к центру запрещенной зоны. Полная концентрация носителей падает вместе с уменьшением числа электронов в зоне проводимости и увеличением числа дырок в валентной зоне. Пройдя через минимум, концентрация носителей начнет возрастать с ростом напряжения. При этом основными носителями теперь становятся дырки, а не электроны. Легко проанализировать также и поведение полупроводника p -типа в поле (1).

Отметим, что указанные эффекты могут проявляться не только в поле (1), но и в любом другом с более высокой степенью неоднородности. Однако в этом случае плотность заряда зависит от координат, и для рассмотрения таких ситуаций необходимо в исходном уравнении учитывать слагаемые, описывающие диффузию заряда.

Автор искренне благодарен А.Н. Рубинову, Б.А. Сотскому и Г.П. Яблонскому за полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

- [1] Б о н д а р е в И.Ф., Г р и б А.Ф., Г у с а к Н.А., С о т с к и й Б.А. Влияние проводимости кристалла на работу квадрупольного дефлектора. — Журн. прикл. спектроскопии, 1982, Т. 36, вып. 6, с. 999–1002.

- [2] Гусак Н.А., Камач Ю.Э., Овчинников В.М., Сотский Б.А. Появление объемного заряда в анизотропной среде под влиянием внешнего неоднородного поля. - Докл. АН БССР, 1983, т. 27, № 10, с. 904-906.
- [3] Акустические кристаллы. Под ред. М.П. Шаскольской - М.:Наука, 1982. - 632 с.
- [4] Физика и химия соединений А^{IV}У^I. - М.:Мир, 1970. - 624 с.
- [5] Гусак Н.А., Гриб А.Ф. Гистерезис в линейной среде в неоднородном электрическом поле. - ЖТФ, 1984, т. 54, № 2,

Институт физики
АН БССР, Минск

Поступило в Редакцию
21 апреля 1984 г.

Письма в ЖТФ, том 10, вып. 20

26 октября 1984 г.

ГЕНЕРАТОР МОЩНОГО МИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭФФЕКТЕ СМИТА-ПАРСЕЛЛА

С.Д. К о р о в и н, Г.А. М е с я ц, С.Д. П о л е в и й

Как показывают теоретические работы [1. - 3], одним из перспективных источников миллиметровых и субмиллиметровых электромагнитных волн является генератор, основанный на индуцированном излучении Смита-Парселла (флимаatron), в котором частота излучения мигающего диполя, образованного прямолинейно движущимся вблизи гофрированной металлической поверхности электроном и его изображением, может, вследствие эффекта Доплера, более чем в γ^2 раз превышать частоту его осцилляций $\Omega = \frac{2\pi}{\alpha} V_{||}$, где $V_{||} = \beta c$ и $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ - соответственно продольная скорость и релятивистский масс-фактор электронов, α - период гофры.

Целью настоящей работы являлось создание и исследование мощного генератора миллиметрового излучения на эффекте Смита-Парселла с использованием сильноточного релятивистского электронного пучка. Эксперименты проводились на сильноточном ускорителе „СИНУС-6" [4], обеспечивающем энергию электронов 300÷600 кэВ, полный ток трубчатого пучка до 5 кА и длительность импульсов тока $\tau_T \approx 25$ нс. Пучок инжектировался двойным катодом в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией. Напряженность внешнего однородного магнитного поля могла меняться в пределах 1 кЭ÷30 кЭ.

Мощность излучения измерялась как с помощью калиброванных кремниевых детекторов (суммированием по диаграмме направленности), так и калориметрическим методом. Длина волны опеределалась отсечкой за пределами волноводами. Визуально диаграмма излучения контролировалась по свечению индикационного табло, изготовленному из газоразрядных неоновых ламп.

Использование в качестве электродинамической системы флимаatronа отрезка круглого гофрированного волновода позволяет без применения дополнительного резонатора обеспечить эффективную обратную связь в генераторе за счет наличия высокодобротных волне-