

ного отношению показателя поглощения НПК в просветленном состоянии к показателю начального поглощения на длине волны генерации 1,064 мкм, равна 0,5. Поэтому использование термообработанных кристаллов $\text{LiF}:\text{F}_2^-$ в резонаторе АИГ: Nd^{3+} -лазера с непрерывной накачкой при равной мощности, подводимой к АОСМ, позволяет осуществить более полный режим синхронизации мод, чем с АОЗ (МЗ-301), что особенно важно при больших уровнях накачки активной среды.

Полученные результаты указывают на перспективность использования для управления временными и энергетическими характеристиками АИГ: Nd^{3+} -лазеров с непрерывной накачкой пассивных лазерных затворов на основе термообработанных кристаллов $\text{LiF}:\text{F}_2^-$ в сочетании с активными устройствами модуляции лазерного излучения.

Список литературы

1. Головин А. Д., Лахно П. Р., Петров А. В., Созинов Б. П., Чураков В. П. // Тез. докл. IV Всесоюз. конференц. Оптика лазеров. Л., 1983. С. 128.
2. Майоров А. П., Макуха В. К., Смирнов В. А., Тарасов В. М. // ЖТФ. 1981. Т. 53. С. 2391.
3. Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Сидоров В. А., Сусов А. М., Яценко Ю. П. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 11. С. 2369.
4. Бураков В. С., Кононов В. А., Корочкин Л. С., Михнов С. А., Хулугуров В. М., Хюппенен В. Н., Чепурной В. А., Шкадаревич А. П. // ЖПС. 1982. Т. 36. Вып. 3. С. 494.

Поступила в редакцию 02.09.86.

УДК 620.179.153

АХМЕД БАКР, А. Д. ЛЕВКОВИЧ, А. Н. ПЕРЦЕВ

ВЛИЯНИЕ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ НА БЕТА-СПЕКТР ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ПОГЛОТИТЕЛЬ

Энергетические спектры позитронов и электронов (испускаемых при бета-распаде ^{22}Na и ^{208}Tl соответственно) демонстрируют свойство стабилизации, проходя слои поглотителя из бериллия, алюминия, никеля, слюды; положение наиболее вероятной энергии, средней энергии, относительной ширины слабо изменяется в широком диапазоне толщин поглотителя. Это свойство, видимо, носит общий характер и отражает особенности бета-спектров и взаимодействия бета-частиц с веществом. В данной работе рассматривается влияние ионизационных потерь на бета-спектр при прохождении через поглотитель.

Как известно [1], средние потери энергии на единицу пути описываются формулами:

для нерелятивистских энергий

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^2 NZ}{mv^2} \ln \frac{1,16 mv^2}{2I} = 0,306 \rho \frac{Z}{A} \beta^{-2} \ln \frac{1,16 E}{I}, \text{ МэВ/см}, \quad (1)$$

для релятивистской области

$$-\frac{dE}{dx} = 0,153 \rho \frac{Z}{A} \beta^{-2} \left[\ln \frac{E(E+mc^2)\beta^2}{2I^2 mc^2} + (1-\beta^2) - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 - \Delta \right], \text{ МэВ/см}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона; N — число атомов в 1 см^3 ; ρ — плотность; A — атомный вес; Z — порядковый номер; I — средняя энергия возбуждения атомов; $\beta = \frac{v}{c}$; v — скорость электрона; c — скорость света; Δ — влияние поляризации среды.

Граничные энергии ^{22}Na и ^{208}Tl равны 540 и 760 кэВ соответственно; большая часть бета-частиц испускается с энергией меньше 500 кэВ. Расчет dE/dx по формулам (1) и (2) для бериллия, алюминия и никеля показывает, что с 5 %-ной точностью значения dE/dx в этой области энергий совпадают. Это позволяет в дальнейшем ограничиться использованием более простого выражения (1) и получить аналитические формулы для средних потерь энергии при прохождении бета-частиц через поглотитель конечной толщины.

Введя $E' = \frac{1,16 E}{I}$ и $C_1 = \left(\frac{1,16}{I}\right)^2 \frac{0,306 \rho Z m c^2}{2A}$, перепишем (1) в интегральной форме:

$$-\int_{E_0}^E \frac{E' dE'}{\ln E'} = C_1 \int_0^L dx, \quad (3)$$

где L — линейная толщина поглотителя.

Для области наиболее вероятных энергий $\ln E'$ аппроксимируем степенной зависимостью $\ln E' = K(E')^a$; с точностью 0,1 % имеем для бериллия $\ln E' = 2,819(E')^{0,13}$; для никеля $\ln E' = 2,450(E')^{0,15}$.

Интегрируя (3), получим $E_0^{2-a} - E^{2-a} = CL$, где $C = \left(\frac{I}{1,16}\right)^{2-a} K \times \times (2-a) C_1$, или, вводя $2-a \equiv \alpha$:

$$E_0^\alpha - E^\alpha = CL. \quad (4)$$

Выражение (4) сходно с приближенным законом Томсона-Уиддингтона [2]: $E_0^\alpha - E^\alpha = C\rho x$, описывающим энергию электрона E после прохождения слоя толщиной x .

Энергетическое распределение бета-частиц, испускаемых ядрами, как известно, имеет вид

$$P(E) dE = \gamma \sqrt{E(E \mp 2mc^2)} (E \mp mc^2) (E_{\text{гр.}} - E)^2 F(E, Z) S_l(E, E_{\text{гр.}}, Z) dE, \quad (5)$$

где γ — постоянная; F — множитель, учитывающий влияние кулоновского поля ядра; S_l — форм-фактор l -го порядка запрещения.

В силу преобразования (4) ординаты исходного спектра (5) трансформируются при прохождении через поглотитель. Определим правило трансформации. Пусть E_0 — некоторая энергия исходного спектра с ординатой h , ΔE_0 — выбранный шаг изменения энергии, H и ΔE — значения ординаты и шага после прохождения слоя поглотителя. Должно выполняться условие $h\Delta E_0 = H\Delta E$. Тогда трансформация шага $\Delta E = [(E_0 \mp \Delta E_0)^\alpha - CL]^{1/\alpha} - (E_0^\alpha - CL)^{1/\alpha}$ или, используя малость $\Delta E_0/E_0$ и разложение в ряд, $\Delta E = \Delta E_0 E_0^{\alpha-1} / (E_0^\alpha - CL)^{1-1/\alpha}$; трансформация ординаты $H = h (E_0^\alpha - CL)^{1-1/\alpha} / E_0^{\alpha-1}$.

Таким образом, изменение бета-спектра при прохождении поглотителя конечной толщины за счет ионизационных потерь определяется двумя преобразованиями: изменением положения на энергетической шкале $E = (E_0^\alpha - CL)^{1/\alpha}$, изменением ординаты

$$P(E) = P(E_0) (E_0^\alpha - CL)^{1-1/\alpha} / E_0^{\alpha-1}. \quad (6)$$

При этом удобнее перейти от линейной толщины поглотителя L к поверхностной плотности поглотителя χ : $CL = \chi C/\rho$.

На рис. 1 и рис. 2 представлены результаты расчета в соответствии с (6) для случая ^{22}Na и поглотителей из бериллия и никеля. Можно видеть, что как положение наиболее вероятной энергии, так и форма энергетического распределения обладают свойством стабильности в широком диапазоне толщин поглотителей. Это свойство отличает прохождение бета-частиц через поглотители от прохождения моноэнергетических электронов и позитронов. Следует подчеркнуть динамический характер этого свойства: моноэнергетические позитроны с исходной энергией,

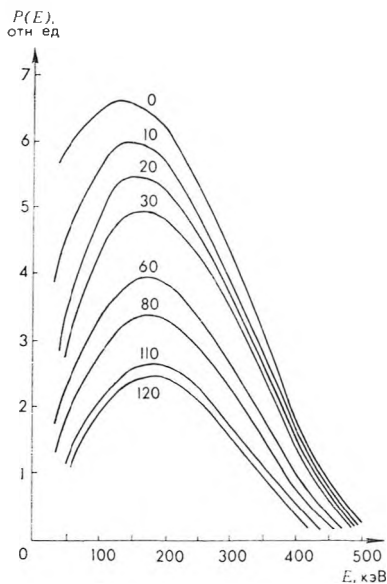


Рис. 1. Влияние ионизационных потерь на энергетический спектр позитронов (^{22}Na) при прохождении через бериллиевые поглотители конечной толщины, $\text{мг}/\text{см}^2$

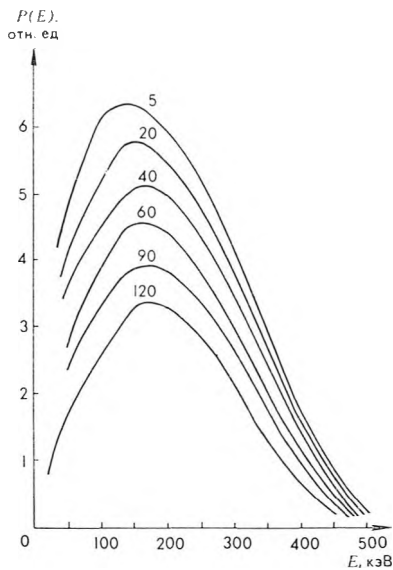


Рис. 2. Влияние ионизационных потерь на энергетический спектр позитронов (^{22}Na) при прохождении через никелевый поглотитель конечной толщины, $\text{мг}/\text{см}^2$

соответствующей наиболее вероятной энергии бета-спектра ~ 150 кэВ, поглощаются при толщине ~ 60 $\text{мг}/\text{см}^2$. Представляет интерес также то обстоятельство, что наиболее вероятная энергия энергетических распределений остается в области наиболее вероятной энергии исходного спектра. Такое поведение энергетических распределений связано, видимо, с рассмотрением только ионизационных потерь; учет кулоновского рассеяния на ядрах поглотителя должен привести к смещению наиболее вероятной энергии.

Список литературы

1. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия / Под ред. К. Зигбана. М., 1969. Т. 1.
2. Рид С. Электронно-зондовый микроанализ. М., 1979.

Поступила в редакцию 31.03.86.

УДК 621.315.592

В. В. ЛИТВИНОВ, Г. В. ПАЛЬЧИК, В. И. УРЕНЕВ

О КИНЕТИКЕ ОБРАЗОВАНИЯ ТЕРМОДОНОРОВ В КИСЛОРОДСОДЕРЖАЮЩЕМ ГЕРМАНИИ

Исследования кинетики накопления термодоноров (ТД) в Gc [1, 2] основывались до сих пор на результатах измерения их суммарной концентрации ($N_{\text{ТД}}$) без учета вклада в ее значение нескольких типов конфигурационно-бистабильных центров (ТД- i) [3, 4]. В данном сообщении приводятся результаты изучения кинетики образования ТД- i при 573 К в кристаллах $n\text{-Ge} \langle \text{Sb}, 0 \rangle$ ($\rho \approx 40\text{--}45$ Ом·см) с различным содержанием междоузельного кислорода ($N_0 = 5 \cdot 10^{16} - 2 \cdot 10^{17}$ см^{-3}). Концентрация ТД- i ($N_{\text{ТД-}i}$) определялась из анализа эффекта Холла